Die Brauchbarkeit der Resonanzmethode elektrischer Schwingungen zur Bestimmung von Leitfähigkeiten

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Hohen Philosophischen Fakultät der Universität Marburg

vorgelegt von

Max Fritsche
aus Reichenbach i. Schl.

Marburg i. Hessen
Chr. Schaaf, Druckerei wissenschaftlicher Werke
1915

Von der Philosophischen Fakultät als Dissertation angenommen
am 20. November 1915.

Berichterstatter: Herr Professor Richarz.

Meinen lieben Eltern

in Dankbarkeit gewidmet.

Inhalts-Verzeichnis.

Allgemeiner Teil.

Spezieller Teil.

Schluß.

Allgemeiner Teil.

A. Einleitung.

Die Dämpfung einfacher und gekoppelter Schwingungskreise.

Die Grundlagen der modernen drahtlosen Telegraphie sind die Eigenschwingungen von Kondensatorkreisen. Sie entstehen bei oszillatorischer Entladung eines Kondensators und stellen die Umsetzung der Energie des elektrischen Feldes eines Kondensators und der magnetischen Energie des Feldes, das vom Strom hervorgerufen wird, dar. Da bei dieser Umsetzung Energie verbraucht wird, findet eine Abnahme der Amplitude der Schwingungen statt: die Schwingungen werden gedämpft. Die Energieverluste können sehr bedeutend sein, wenn eine Funkenstrecke in den Kreis eingeschaltet ist; will man also mit möglichst schwach gedämpften Schwingungen arbeiten, ist eine Funkenstrecke möglichst zu vermeiden; die Dämpfung hängt dann hauptsächlich von der Jouleschen Wärme ab und ist natürlich viel geringer.

Neben dem Einfluß von Funkenstrecke und Joulescher Wärme kommt das Isolationsmaterial der Kondensatoren in Betracht. Welche Bedeutung verschiedenen Isolatoren dabei in Bezug auf die Dämpfung beizulegen ist, ist im folgenden untersucht worden; umgekehrt ließ die Veränderung der Dämpfung, die die Anwendung verschiedener Isolatoren im Kondensator hervorrief, einen Schluß auf ihre elektrischen Eigenschaften zu.

Ein Maß für die Größe der Dämpfung, also die Gesetzmäßigkeit für den Abfall der Amplitudenkurve, liefert das

Dämpfungsverhältnis des Schwingungskreises[1]). Das Dämpfungsverhältnis eines Schwingungssystems gibt das Verhältnis der Amplitude zu Beginn einer Periode zu der Amplitude am Ende dieser Periode an; dieser Wert ist für den Verlauf der Schwingung konstant. Statt dieses Verhältnis selbst als Maß zu benutzen, ist es gebräuchlich, den natürlichen Logarithmus dieses Verhältnisses zu verwenden und ihn als „logarithmisches Dekrement“ zu bezeichnen.

Das Dekrement setzt sich aus verschiedenen Teilen zusammen, die je nach ihrer Entstehung als Funkendekrement, Joulesches Dekrement und Hysteresisdekrement im Isolationsmaterial der Kondensatoren bezeichnet werden. Das Dielektrikum spielt dabei eine wesentliche Rolle. Das Dekrement eines Schwingungskreises läßt sich nach einer von Viktor Bjerknes ausgearbeiteten Methode[2]) bestimmen.

Zum Verständnis dieser Methode bedarf es noch einiger Ausführungen. Zwei elektromagnetische Schwingungssysteme, im vorliegenden Falle zwei geschlossene Stromkreise, sind „gekoppelt“, wenn sie so angeordnet sind, daß Schwingungen in dem einen System, dem Primärsystem, auch Schwingungen in dem anderen, dem Sekundärsystem, zur Folge haben. Sie seien extrem lose gekoppelt, es findet also keine Rückwirkung des Sekundärsystems auf das Primärsystem statt. Im Primärkreis sind die Schwingungen auch jetzt die gleichen wie vor der Koppelung; im Sekundärsystem dagegen treten zwei Schwingungen auf: die erzwungene Schwingung vom Dekrement und der Frequenz des Primärsystems und die Eigenschwingung vom Dekrement und der Frequenz des Sekundärsystems. Haben diese beiden Schwingungen gleiche Frequenz, so erreichen ihre Amplituden ein Maximum, und sie sind als eine einzige Schwingung aufzufassen; dann ist die Frequenz von Primär- und Sekundärsystem dieselbe, man sagt, Primär- und Sekundärkreis befinden sich in Resonanz. Diese Resonanzlage zweier extrem lose gekoppelten Schwingungskreise gibt uns durch die nach ihrem Entdecker benannte „Bjerknessche Resonanzmethode“ die Möglichkeit, die Konstanten der beiden Kreise zu bestimmen.

1) Zenneck „Elektromagnetische Schwingungen“ und „Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie“ 2. Aufl. Kap. 1 § 2.

2) V. Bjerknes, Wied. Ann. 44 S. 74 (1891) und 55 S. 121 (1895).

B. Die Resonanzmethode und die Bjerknessche Methode zur Bestimmung der Dekremente von Primär- und Sekundärsystem.

Zur Untersuchung der Eigenschaften eines Schwingungskreises eignet sich besonders die Messung des „Stromeffekts“, d. h.[1]) der mittleren Leistung oder der Energie des Stromes in der Zeiteinheit, insofern die Leistung in jedem Augenblick dem Quadrate der Stromstärke, im Mittel über die Zeitdauer τ einer oder mehrerer ganzer Perioden also dem Ausdruck

$$\frac{1}{\tau}\int_0^\tau i^2\,dt$$

proportional ist. Durch ein Thermoelement wird der in einem zweiten, mit dem ersten gekoppelten Schwingungskreis auftretende Stromeffekt gemessen, insbesondere die sogenannte „Resonanzkurve“ des Stromeffektes, die bei stetig veränderter Frequenz des Schwingungskreises den Verlauf des Stromeffektes angibt, festgestellt. Je mehr sich die Schwingungen von Primär- und Sekundärsystem dem Resonanzfall nähern, um so größer wird der Stromeffekt; ist der „Resonanzpunkt“ erreicht, d. h. der höchste Punkt der Resonanzkurve, erreicht auch der Stromeffekt sein Maximum. Trägt man die beobachteten Stromeffekte resp. die Ausschläge des Meßinstrumentes als Ordinaten in ein rechtwinkliges Koordinatensystem, dessen Abszissen die Frequenzen oder Wellenlängen des veränderlichen Schwingungskreises sind, so ergeben sich Kurven, die zunächst einen aufsteigenden Verlauf nehmen und, nachdem sie den Maximalwert des Stromeffektes im Resonanzfalle erreicht haben, symmetrisch zu ihrem aufsteigenden Verlauf wieder fallen. Solche Kurven sind in Figur 8 dargestellt. Der Verlauf einer Resonanzkurve hängt von den konstanten Größen der beiden auf Resonanz abgestimmten Systeme ab. Hierbei ist von ganz besonderer Wichtigkeit der mehr oder weniger spitze Verlauf der Resonanzkurve, d. h. die Größe der Steilheit.

---

1) F. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik, 11. Aufl. S. 422.

Die Resonanzkurven sind um so brauchbarer, je spitzer sie verlaufen; man spricht dann von günstiger „Resonanzschärfe". Diese tritt ein, erstens wenn die Koppelung der Systeme wirklich extrem lose ist, und zweitens wenn die Summe der Dekremente von Primär- und Sekundärsystem möglichst klein ist.

Bei der Aufnahme von Resonanzkurven nimmt man das Primärsystem gewöhnlich als konstant an. In ihm werden die Schwingungen in irgend einer Weise erregt. Die Erregungsmöglichkeiten sind verschieden, je nachdem man eine Funkenstrecke verwendet oder nicht. Soll der Primärkreis eine Funkenstrecke enthalten, kann man das System mittelst Funkeninduktor laden. Bei Vermeidung einer Funkenstrecke erregt man das System am besten durch „Stoßerregung" und „Löschfunkenwirkung".

Auf diese Art der Schwingungserregungen ist von M. Wien, P. Drude und anderen aufmerksam gemacht worden[1]). Sie haben gezeigt, daß bei zwei nicht zu lose gekoppelten Schwingungskreisen in jedem System zwei Schwingungen mit verschiedenen Frequenzen vorhanden sind. Da diese Schwingungen mit einander interferieren, entstehen Schwebungen, die ein periodisches Hin- und Herwandern der Energie zwischen Primär- und Sekundärkreis zur Folge haben. Max Wien hat eine Methode angegeben[2]), bei der die Entstehung dieser beiden Schwingungen trotz enger Koppelung vermieden wird; in dem Augenblick nämlich, wo die resultierende Amplitude im Primärsystem gleich Null ist, und die ganze Energie in das Sekundärsystem gewandert ist, wird der Primärschwingungskreis automatisch geöffnet; das Sekundärsystem schwingt dann als ungekoppelter Kreis mit seiner Eigenperiode und Eigenschwingung aus. Diese automatische Öffnung geschieht unter günstigen Bedingungen dadurch, daß der Widerstand einer zur Erregung der Schwingungen eingeschalteten sehr kurzen

---

1) A. Oberbeck, Wied. Ann. 55 (1895) S. 623; M. Wien, Wied. Ann. 61 (1897) S. 151; P. Drude, Ann. d. Phys. (4) 13 (1904) S. 512; Domalip u. F. Kolaček, Wied. Ann. 57 (1896) S. 731; M. Vos, Marburger Diss. 1913 (wieder abgedruckt im Jahrbuch der drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. 7 (1913) S. 307).

2) M. Wien, Phys. Zeitschrift 7 (1906) S. 871 u. 9 (1908) S. 49; Ann. d. Physik (4) 25 (1908) S. 644.

zischenden Funkenstrecke in dem Augenblick, in dem die resultierende Amplitude im Primärsystem Null wird, so groß wird, daß der Funken abreißt, und das Primärsystem daher selbständig geöffnet wird. Diese Art der Stoßerregung heißt „Löschwirkung".

In diesen Fällen sind schwach gedämpfte Schwingungen im Sekundärsystem die Folge. Dieses Sekundärsystem ist nun im Gegensatz zum Primärsystem veränderlich. Will man die beiden Schwingungskreise auf Resonanz einstellen, so muß man die den zweiten Schwingungskreis bestimmenden Konstanten ändern. Da nach der Thomsonschen Formel[1]) die Schwingungsdauer $T=2\pi\sqrt{L\cdot C}$ ist, geschieht das Einstellen auf Resonanz durch Änderung der Selbstinduktion L oder der Kapazität C. Sind die Schwingungskreise sehr verschieden, so erreicht man zunächst eine Annäherung durch Verändern der Selbstinduktion. Die genaue Übereinstimmung der Frequenzen der Systeme erreicht man durch Veränderung der Kapazität C. Zu diesem Zwecke dienen Kondensatoren mit leicht veränderbaren Kapazitäten; auf einen solchen Kondensator komme ich im Abschnitt E noch zurück. Die Selbstinduktion wird dann natürlich konstant gehalten. Ist der Resonanzpunkt erreicht, dann haben beide Systeme gleiche Frequenz. Da die Kapazität des verwandten Kondensators bekannt ist, und der Selbstinduktionskoeffizient der verwandten Spule berechenbar ist, ist damit auch die Frequenz des Primärkreises durch den Resonanzfall festzustellen.

Angezeigt wird der Resonanzfall am besten durch ein Galvanometer in Verbindung mit einem hochempfindlichen Thermoelement, das eine Gleichstromwirkung der Schwingungen hervorruft. Wenn man die Resonanzlage nur subjektiv feststellen will, genügt ein Detektor mit Telephon. Diese Meßinstrumente werden jedoch, um die Dämpfung des Sekundärsystems nicht unnötig zu vergrößern, in einen besonderen Schwingungskreis, den Indikatorkreis, gesetzt. Die Schwingungen des Sekundärsystems werden durch einen Koppelungsring übertragen; an Stelle der induktiven Koppelung kann auch direkte Schaltung treten, indem man das

---

1) Als „Thomsonsche Formel" erwähnt von Kirchhoff: Pogg. Ann. 121 (1864) S. 554.

Meßinstrument im Nebenschluß an einige Windungen der Spule, die sich im Meßkreis befindet, legt.

Bjerknes hat nun eine Methode ausgearbeitet, nach der man aus den Konstanten der Schwingungskreise, die extrem lose mit einander gekoppelt sind und sich in Resonanz befinden, die Dekremente der beiden Systeme einzeln berechnen kann.

Es sei ϑ_1 das Dekrement des Primärkreises und ϑ_2 das Dekrement des Sekundärkreises; dann läßt sich zunächst die Summe $\vartheta_1 + \vartheta_2$ folgendermaßen berechnen[1]). In einem Koordinatensystem trägt man als Abszissen die Kapazität C des Sekundärkreises ein; als Ordinaten sind dann entweder die im Indikatorkreis beobachteten Stromeffekte $\mathfrak{J}^2_{\mathrm{eff}}$ oder der Ausschlag des Meßinstrumentes α zu wählen. Sind nun $\mathfrak{J}^2_{\mathrm{eff}}$ der Stromeffekt und α der Ausschlag bei der Kapazität C im Meßkreis und $\mathfrak{J}^2_{r\,\mathrm{eff}}$ und α_r Stromeffekt beziehungsweise Ausschlag im Resonanzfall bei der Kapazität C_r, dann ist, wenn die Ausschläge dem Stromeffekt proportional sind, entweder

$$(1) \qquad \vartheta_1 + \vartheta_2 = \pm \pi \frac{C_r - C}{C} \sqrt{\frac{1}{\frac{\alpha_r}{\alpha} - 1}} \quad \text{oder}$$

$$\vartheta_1 + \vartheta_2 = \pm \pi \frac{C_r - C}{C} \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{\mathfrak{J}_{r\,\mathrm{eff}}}{\mathfrak{J}_{\mathrm{eff}}}\right)^2 - 1}} .$$

Das negative Vorzeichen kommt dabei für Punkte der Resonanzkurve in Betracht, deren Abszisse größer ist als die des Resonanzpunktes; diese Punkte liegen also auf dem fallenden Teil der Kurve. Den in Gleichung (1) verwandten Größen entspricht das Koordinatensystem, das der Figur 8 zu Grunde liegt. Sind die Frequenzen des Meßkreises bekannt, so kann man diese als Abszissen auftragen; die Ordinaten sind wieder Stromeffekt oder

---

1) J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie 2. Aufl. S. 136ff.; V. Bjerknes, Wied. Ann. 55 S. 121 (1895).

Galvanometerausschlag. Dann ist, wenn $\mathfrak{J}^2_{\text{eff}}$ und a die Frequenz N entspricht, und die Frequenz im Resonanzfall N_r ist, wieder:

$$\vartheta_1 + \vartheta_2 = \pm 2\pi \frac{N_r - N}{N_r} \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{\mathfrak{J}_{r_{\text{eff}}}}{\mathfrak{J}_{\text{eff}}}\right)^2 - 1}} \quad \text{oder}$$

$$\vartheta_1 + \vartheta_2 = \pm 2\pi \frac{N_r - N}{N_r} \sqrt{\frac{1}{\frac{a_r}{a} - 1}}\,.$$

Schließlich kann der Meßkreis noch in Wellenlängen geeicht sein; verwendet man diese als Abszissen bei denselben Ordinaten, so ist, wenn die Wellenlängen den vorhergehenden Definitionen gemäß mit λ und λ_r bezeichnet werden:

$$\vartheta_1 + \vartheta_2 = \pm 2\pi \frac{\lambda_r - \lambda}{\lambda_r} \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{\mathfrak{J}_{r_{\text{eff}}}}{\mathfrak{J}_{\text{eff}}}\right)^2 - 1}} \quad \text{oder}$$

$$\vartheta_1 + \vartheta_2 = \pm 2\pi \frac{\lambda_r - \lambda}{\lambda_r} \sqrt{\frac{1}{\frac{a_r}{a} - 1}}\,.$$

Um nun $\vartheta_1 + \vartheta_2$ einzeln zu erhalten, verfährt Bjerknes weiter so: man schaltet in das Sekundärsystem einen bekannten Widerstand $\mathfrak{R}'$ ein. Primär- und Sekundärsystem seien auf Resonanz gebracht; der Ausschlag im Indikatorkreis sei a_r. Schalte ich nun den Widerstand $\mathfrak{R}'$ ein, so erfährt das Dekrement ϑ_2 nach der Theorie der oszillatorischen Entladungen eines elektrischen Schwingungssystems[1]) eine Vermehrung um

(2) $$\vartheta' = \pi \mathfrak{R}' \sqrt{\frac{C_2}{L_2}}\,,$$

worin L_2 die Selbstinduktion des Sekundärkreises ist. Der Ausschlag a_r des Meßinstrumentes wird dadurch aber herunter-

1) Zenneck, l. c. S. 142.

gedrückt; er beträgt nunmehr nur noch a'. Dann ist, wenn ich $\vartheta_1 + \vartheta_2 = \vartheta$ setze:

$$\vartheta_2 = \vartheta' \frac{1}{\frac{a_r}{a'}\left(\frac{1}{1+\frac{\vartheta'}{\vartheta}}\right) - 1} \quad (3)$$

Ist aus dieser Gleichung ϑ_2 bestimmt, so folgt daraus und aus dem Werte von $\vartheta_1 + \vartheta_2$, den die Resonanzkurve geliefert hat, auch das Dekrement ϑ_1 des Primärkreises.

Eine Vereinfachung der letzten Gleichung tritt noch ein, wenn ϑ' sehr klein ist gegen ϑ, dann wird nämlich

$$\vartheta_2 = \vartheta' \frac{1}{\frac{a_r}{a} - 1} .$$

Spezieller Teil.

C. Die zu untersuchenden Fragen.

Die eben ausgeführte Methode liefert die Dekremente von Primär- und Sekundärsystem. Es sollte von mir nun untersucht werden, wie weit die Resonanzmethode zur Feststellung von Dielektrizitätskonstanten ausreichte, und speziell die Bjerknessche Resonanzmethode zur Angabe von Werten der Leitfähigkeit brauchbar war.

D. Die Untersuchungsmethoden.

a) Die Theorie der Methoden.

Die Messungen wurden ausgeführt mit Hilfe dreier gekoppelter Schwingungskreise entsprechend den Angaben und Ausführungen des Abschnittes B. Die Schwingungen im Primärkreis wurden durch Stoßerregung hervorgerufen. Auf die genauen Einzelheiten der Apparatur ist im folgenden Abschnitt eingegangen.

Zunächst wurden Messungen zur Bestimmung von Dielektrizitätskonstanten vorgenommen. Der Gedankengang, der zu den Versuchen führte, war folgender. Schalte ich in einen Schwingungskreis zwei Kondensatoren parallel, so addieren sich ihre Kapazitäten C_1 und C_2; es ist also die Gesamtkapazität C eines solchen Schwingungskreises

$$C = C_1 + C_2.$$

Dieses Gesetz wandte ich hier an, indem ich in den Meßkreis zwei Kondensatoren parallel schaltete, so daß sich die Kapazität

des Meßkreises aus zwei Kondensatoren zusammensetzte: aus einem Kondensator mit konstanter Kapazität, der das zu untersuchende Dielektrikum enthält, und aus einem variierbaren Kondensator, dessen veränderliche Kapazität die Änderungen der Frequenz hervorriefen und dadurch die Feststellung des Resonanzpunktes — denn nur die Lage dieses Punktes ist für die Messungen von Dielektrizitätskonstanten von Wichtigkeit, wie die Ausführungen ergeben werden — ermöglichen. Um also die Kapazität des Meßkreises zu bestimmen, ist jedesmal zu der Kapazität des variablen Kondensators die konstante Kapazität des parallel geschalteten Kondensators hinzuzufügen. Nun wird die Kapazität des konstanten Kondensators eine verschiedene sein, wenn ich Luft oder einen anderen besser leitenden Körper als Dielektrikum benutze. Stelle ich den Resonanzpunkt fest, ohne diesen konstanten Kondensator parallel zu schalten, wenn also die Kapazität des Meßkreises lediglich aus der Kapazität des veränderlichen Kondensators besteht, so liegt er bei einer bestimmten Kapazität im Meßkreis. Als variablen Kondensator benutzte ich einen Drehkondensator, der die Kapazität zahlenmäßig angibt. Nunmehr schalte ich den konstanten Kondensator, den ich Meßkondensator nennen will, parallel zu dem Drehkondensator; er enthalte als Dielektrikum Luft. Wenn ich nun die beiden Schwingungskreise wieder auf Resonanz einstellen will, so muß ich den Drehkondensator um ein Weniges aus seiner Zeigerstellung, die vorher die nötige Kapazität zur Resonanz angab, zurückstellen, um den Resonanzpunkt zu fixieren. Ich brauche nämlich dieselbe Kapazität wie vorher, um die Frequenz zu erreichen, aber ein Teil dieser Kapazität wird jetzt von dem Meßkondensator geliefert. Die Differenz der Angaben des Drehkondensators für diese beiden Resonanzfälle liefert die Kapazität des Meßkondensators bei Luftfüllung. Auf dieselbe Weise stelle ich die Kapazitäten des Meßkondensators fest, wenn statt Luft ein besser leitendes Dielektrikum gebraucht wird. Nun ist die Kapazität eines Kondensators der Dielektrizitätskonstanten des umgebenden Mittels proportional. Da die Dielektrizitätskonstante von Luft gleich 1 zu setzen ist, so erhalte ich die Dielektrizitätskonstanten der verschiedenen zwischen den Kondensatorplatten befindlichen Medien, indem ich die erhaltenen Kapazitäten des Meßkondensators durch

die Kapazität des Meßkondensators bei Luftfüllung dividiere. Zur Bestimmung einer Dielektrizitätskonstanten kommt also im vorliegenden Falle der Verlauf der Resonanzkurve nicht in Betracht; Diese braucht also nicht gezeichnet vorzuliegen; von Wichtigkeit ist lediglich die Feststellung des Resonanzpunktes.

Bei der Ausführung dieser Kapazitätsmessungen trat eine Erscheinung ein, die mir die Grundlage zu den weiteren Versuchen bot, die ich ausführen sollte. Je nach der Art des verwandten Dielektrikums blieb nämlich der Ausschlag des Meßinstrumentes mehr oder weniger hinter dem Ausschlag zurück, der bei Luftfüllung des Kondensators die Resonanzlage der beiden Schwingungskreise anzeigte; trug ich die Resonanzkurven in ein Koordinatensystem ein und zwar die Galvanometerausschläge als Funktionen der Kapazitäten als Ordinaten, so zeigten die Kurven einen flacheren Verlauf, als die Resonanzkurve bei luftgefülltem Meßkondensator ergab. Da alle Größen der beiden Systeme, die sich in Resonanz befanden, unverändert geblieben waren, war der Rückgang des Resonanzpunktes lediglich auf eine Veränderung der Summe der Dekremente von Primär- und Sekundärsystem zurückzuführen; und da das Primärdekrement konstant geblieben war, konnte sich nur das Dekrement des Meßkreises geändert haben. Das hieß aber mit anderen Worten, die verschiedenen Dielektrika beeinflußten die Dämpfung des Sekundärsystems. Dieser Einfluß konnte nur auf die verschiedene elektrische L e i t f ä h i g k e i t der Körper zurückgeführt werden. Während also zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten nur die Feststellung des Resonanzpunktes von Wichtigkeit war, konnte ich jetzt an der Hand der verschiedenen Resonanzkurven umgekehrt einen Schluß auf die Leitfähigkeit der benutzten Dielektrika machen. Da man nun überhaupt imstande war, auf diesem Wege zu einer Feststellung der elektrischen Leitfähigkeit von Körpern zu kommen, lag es nahe, einmal festzustellen, wie weit Aufnahme und Auslegung von Resonanzkurven zu solchen Messungen brauchbar waren. Dazu bot mir zunächst die Bjerknessche Resonanzmethode die Grundlage, mit ihrer Hilfe konnte ich die Dekremente von Primär- und Sekundärsystem bestimmen. Sie seien bei luftgefülltem Kondensator ϑ_1 und ϑ_2 und ergeben sich aus dem Verlauf der Resonanzkurve nach der im Abschnitt B dargestellten Methode.

Derselbe Weg blieb gangbar, wenn statt Luft ein anderes Dielektrikum zwischen die Kondensatorplatten gebracht wurde; ϑ_1 blieb konstant, es ergeben sich auf diese Weise die zu den verschiedenen Medien gehörenden Dekremente ϑ'_2 des Sekundärsystems, die, wie schon der flachere Verlauf der jeweiligen Resonanzkurve zeigt, einen größeren Wert als ϑ_2 haben müssen.

Diese Vergrößerung des Dekrementes im Sekundärsystem, d. h. also die Vergrößerung der Dämpfung im Schwingungskreis wies mir den weiteren Weg zur Feststellung der Leitfähigkeit verschiedener Dielektrika, die ich zur Untersuchung zwischen die Platten des Kondensators brachte. Das Wachsen der Dämpfung hat nämlich wohl seinen Grund darin, daß elektromagnetische Wellen bei ihrem Durchgang durch leitende Medien zum Teil von dem Dielektrikum absorbiert werden[1]). Die Theorie, die diese Erscheinung erklärt, ist im folgenden auseinandergesetzt, wobei ich mich im wesentlichen an Drudes Ableitungen halte.

Während sich elektromagnetische Wellen in vollkommenen Isolatoren ohne Schwächung fortpflanzen, ist dies nicht der Fall, wenn das Medium galvanische Leitfähigkeit besitzt; es wird dann die Energie der Welle allmählich in Joulesche Wärme umgesetzt. Die Grundgleichungen für leitende Medien ergeben sich nun so: an Stelle der Gleichungen des Maxwellschen Gleichungssystems für Isolatoren, nämlich

$$(1)\qquad \begin{cases} \dfrac{\varepsilon}{c}\dfrac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial t} = \dfrac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial y} - \dfrac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial z} \\[2ex] \dfrac{\varepsilon}{c}\dfrac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial t} = \dfrac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial z} - \dfrac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial x} \\[2ex] \dfrac{\varepsilon}{c}\dfrac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial t} = \dfrac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial x} - \dfrac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial y} \end{cases}$$

treten die Gleichungen für leitende Medien:

---

1) F. Richarz: Anfangsgründe der Maxwellschen Theorie verknüpft mit der Elektronentheorie, Leipzig bei Teubner 1909 S. 208, 235. — W. König: P. Drudes Physik des Äthers, 2. Aufl. 1912 S. 635 ff. — P. Drude: Wied. Ann. 60 (1897) S. 1 u. 61 (1897) S. 466.

(2)
$$\begin{cases} \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial t} + \frac{4\pi\sigma}{c}\mathfrak{E}_x = \frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial z} \\ \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial t} + \frac{4\pi\sigma}{c}\mathfrak{E}_y = \frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial x} \\ \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial t} + \frac{4\pi\sigma}{c}\mathfrak{E}_z = \frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial y}, \end{cases}$$

während das zweite Tripel der Maxwellschen Gleichungen für Isolatoren, nämlich die Gleichungen

(3)
$$\begin{cases} \frac{\mu}{c}\frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial t} = \frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial y} \\ \frac{\mu}{c}\frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial t} = \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial z} \\ \frac{\mu}{c}\frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial t} = \frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial y} - \frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial x} \end{cases}$$

unverändert auch im leitenden Medium gelten. In diesen Gleichungen (1) bis (3) bedeuten: $\mathfrak{E}_x$, $\mathfrak{E}_y$ und $\mathfrak{E}_z$ die Komponenten der elektrischen Kraft und $\mathfrak{H}_x$, $\mathfrak{H}_y$, $\mathfrak{H}_z$ die Komponenten der magnetischen Kraft in der Richtung der drei Achsen, c die Lichtgeschwindigkeit, t die Zeit, ε die Dielektrizitätskonstante, σ die Leitfähigkeit des betrachteten Stoffes und μ die Permeabilität.

Differenziert man die erste der Gleichungen (2) nach t, so entsteht:

$$\frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial t^2} + 4\pi\sigma\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y}\frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z}\frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial t}.$$

In dieser Gleichung setzt man für $\frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial t}$ und $\frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial t}$ ihre aus der zweiten und dritten der Gleichungen (3) folgenden Werte ein und erhält

$$\frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial t^2} + \frac{4\pi\sigma\mu}{c^2}\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial t} = \frac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \mathfrak{E}_y}{\partial y \partial x} - \frac{\partial^2 \mathfrak{E}_z}{\partial z \partial x} + \frac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial z^2}$$

eine Gleichung, die man auch in der Form schreiben kann:

$$\frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial t^2} + \frac{4\pi\sigma\mu}{c^2}\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial t} = \Delta\mathfrak{E}_x - \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z}\right),$$

dabei ist, wie üblich,

$$\Delta \mathfrak{E}_x = \frac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathfrak{E}_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathfrak{E}_z}{\partial z^2}\,. \tag{3a}$$

Wir beschränken unsere Betrachtungen auf ein homogenes Medium, in dem keine fremden elektromotorischen Kräfte tätig sind[1]). Es soll nicht ausgeschlossen sein, daß ursprünglich Ladungen vorhanden gewesen wären. Dann ergibt aber die Annahme von Leitfähigkeit, wenn auch geringer, daß die Ladungen verschwinden werden.

Differenziert man nämlich (1) bzw. noch x, y, z und addiert, so ergibt sich:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\partial(\varepsilon \mathfrak{E}_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\varepsilon \mathfrak{E}_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\varepsilon \mathfrak{E}_z)}{\partial z}\right] = 0\,.$$

Darin ist ε unabhängig von x, y und z, da wir ein homogenes Mittel annehmen, und es ist, wenn D die Dichtigkeit der „wahren Elektrizität" bezeichnet, der Klammerausdruck bei konstantem ε:

$$4\pi D = \varepsilon\left(\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z}\right). \tag{3b}$$

Differenziere ich ferner Gleichung (2) nach x, y und z und addiere, und führe ich aus der Gleichung (3b) die Dichtigkeit der wahren Elektrizität ein, so ist bei konstantem σ

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\,\sigma\left(\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z}\right). \tag{3c}$$

Aus (3b) und (3c) folgt

$$\varepsilon \frac{\partial D}{\partial t} = -\,4\pi\sigma D\,.$$

Das Integral dieser Differentialgleichung ist

$$D = A \cdot c^{-\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}t}\,,$$

wo A eine Funktion der Koordinaten sein kann, aber nicht der Zeit. Mit fortschreitender Zeit also sinkt an jeder Stelle D von seinem Anfangswert an wie eine Exponentialfunktion herab und

1) F. Richarz, l. c. S. 208, 36 und 66.

wird überall $=0$ für $t=\infty$. Wenn nun dieses Herabsinken etwaiger vorhandener Ladungen bis auf 0 erfolgt ist, haben wir nirgends mehr wahre Elektrizität, also ist

$$\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial x}+\frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial y}+\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z}=0\,.$$

Es ist also

$$\frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial t^2}+\frac{4\pi\mu\sigma}{c^2}\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial t}=\varDelta\mathfrak{E}_x\,.$$

Die entsprechenden Gleichungen erhält man, wenn man $\mathfrak{E}_x$, $\mathfrak{E}_y$ und $\mathfrak{E}_z$ eliminiert, für $\mathfrak{H}_x$, $\mathfrak{H}_y$ und $\mathfrak{H}_z$. Es treten also an Stelle der Gleichungen für isolierende Medien die folgenden Gleichungen für leitende Medien:

$$(4)\qquad \begin{cases} \dfrac{\varepsilon\mu}{c^2}\dfrac{\partial^2 \mathfrak{H}_x}{\partial t^2}+\dfrac{4\pi\sigma\mu}{c^2}\dfrac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial t}=\varDelta\mathfrak{H}_x, \text{ ebenso für } \mathfrak{H}_y \text{ und } \mathfrak{H}_z \\ \text{und} \\ \dfrac{\varepsilon\mu}{c^2}\dfrac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial t^2}+\dfrac{4\pi\sigma\mu}{c^2}\dfrac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial t}=\varDelta\mathfrak{E}_x, \text{ ebenso für } \mathfrak{E}_y \text{ und } \mathfrak{E}_z. \end{cases}$$

Diese Gleichungen sind lineare, homogene Differentialgleichungen, und sie lassen sich daher mit Hilfe einer Exponentialfunktion, deren Exponent eine lineare Funktion der unabhängig Variablen ist, integrieren. Es ist also hier die elektrische oder magnetische Kraft eine Exponentialfunktion der Zeit mit imaginärem Exponenten. Wir benutzen diese Annahme für $\mathfrak{E}_x$. Dann ist das allgemeine Integral der Differentialgleichung (4), wenn die ebene Welle in der Richtung der z-Achse fortschreitet,

$$\mathfrak{E}_x=Ae^{\frac{2\pi i}{T}(t-p_0 z)}\,;$$

dabei bedeutet p_0 eine Größe, die dem Richtungskosinus der Normalen der Wellenebene mit der z-Achse proportional ist; T ist die Schwingungsdauer. Setzt man $\frac{2\pi}{T}=\tau$, so wird

$$(5)\qquad \mathfrak{E}_x=Ae^{\frac{i}{\tau}(t-p_0 z)}\,.$$

Differenziere ich (5) nach t, so wird, da

(5′) $$\mathfrak{E}_x = Ae^{\frac{i}{\tau}\cdot t} \cdot e^{-\frac{i}{\tau}p_0 z} \quad \text{ist,}$$

$$\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial t} = Ae^{-\frac{i}{\tau}p_0 z} \cdot \frac{i}{\tau} e^{\frac{i}{\tau}t} = \frac{i}{\tau}\cdot A \cdot e^{\frac{it}{\tau} - \frac{ip_0 z}{\tau}}, \text{ also}$$

$$\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial t} = \frac{i}{\tau}\mathfrak{E}_x \;; \text{ und}$$

(5″) $$\frac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial t^2} = \frac{i}{\tau}\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial t} \quad \text{und daher auch}$$

$$\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial t} = \frac{\tau}{i}\frac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial t^2} = -i\tau\frac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial t^2}\,,$$

so daß also (4) in der Form geschrieben werden kann:

(4′) $$\frac{\mu}{c^2}(\varepsilon - 4\pi i\sigma\tau)\frac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial t^2} = \Delta\mathfrak{E}_x\,.$$

Es kommt nun darauf an, mittelst dieser Gleichung den Wert von p_0 festzustellen. Differenziere ich Gleichung (5′) nach z, so ist

$$\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial z} = A \cdot e^{\frac{i}{\tau}t}\left(-\frac{i}{\tau}p_0\right)e^{-\frac{i}{\tau}p_0 z}$$

und

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial z^2} = A \cdot e^{\frac{i}{\tau}t}\left(-\frac{i}{\tau}p_0\right)^2 e^{-\frac{i}{\tau}p_0 z}$$

(6) $$\frac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial z^2} = \frac{i^2}{\tau^2}p_0^2\mathfrak{E}_x\,.$$

Ziehen wir in Betracht, daß unter der gemachten Annahme, daß nur Wellen in der Richtung der z-Achse sich bewegen, die Gleichung (3a) die Form annimmt:

$$\Delta\mathfrak{E}_x = \frac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial z^2}\,,$$

so wird (4') zu

$$\frac{\mu}{c^2}(\varepsilon - 4\pi i\sigma\tau)\frac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial z^2} .$$

Setzen wir in dieser Gleichung die Werte für $\frac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial t^2}$ aus (5'') und für $\frac{\partial^2 \mathfrak{E}_x}{\partial z^2}$ aus (6) ein, so ist

$$\left(\frac{\mu\varepsilon}{c^2} - i\frac{4\pi\mu\sigma\tau}{c^2}\right) = p_0^2 .$$

Ich setze $p_0 = p - ip'$; dann ist

$$(7) \qquad \begin{cases} p^2 - p'^2 = \frac{\mu\varepsilon}{c^2} \text{ und} \\ 2pp' = \frac{4\pi\mu\sigma\tau}{c^2} \end{cases}$$

und (5) geht über in

$$\mathfrak{E}_x = Ae^{-\frac{p'z}{\tau}} \cdot e^{\frac{i}{\tau}(t - pz)} .$$

Die physikalische Bedeutung von $\mathfrak{E}_x$ erhalten wir, indem wir auf der rechten Seite den konjugierten Ausdruck addieren, dann wird

$$(8) \qquad \begin{cases} \mathfrak{E}_x = A\left\{e^{\frac{i}{\tau}(t - pz + ip'z)} + e^{-\frac{i}{\tau}(t - pz - ip'z)}\right\} \\ = 2\,Ae^{-\frac{p'z}{\tau}} \cos\left(\frac{t - pz}{\tau}\right) . \end{cases}$$

Hieraus erkennt man, daß in dem Falle, wo p_0 komplex ist, die Amplitude der Wellen beim Fortschreiten nach einer Exponentialfunktion abnimmt, d. h. die Wellen erleiden eine Absorption.

Nach (8) ist p, d. h. der reelle Teil von p_0 gleich der reziproken Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen, während der

imaginäre Teil von p_0, nämlich p', ein Maß für die Dämpfung der Wellen durch Absorption ergibt.

Ich betrachte im folgenden nur diesen Teil von p_0. Drude setzt

(9) $$p' = \frac{\varkappa}{c}\,,$$

es wird also aus (8)

$$e^{-\frac{p'z}{\tau}} = e^{-\frac{\varkappa z}{c \cdot \tau}}\,.$$

Führe ich für τ seinen Wert $\frac{T}{2\pi}$ ein, so wird

$$e^{-\frac{\varkappa z}{c\tau}} = e^{-\frac{2\pi\varkappa z}{cT}}\,,$$

wobei ich noch für $c \cdot T$ die Bezeichnung λ_0 einführe; λ_0 bezeichnet dann die Wellenlänge der Wellen im leeren Raum. Die Amplitude der Wellen nimmt also durch Absorption beim Durcheilen der Strecke z im Verhältnis

(10) $$1 : e^{\frac{2\pi\varkappa}{\lambda_0} z}$$

ab; $\varkappa$ heißt der Absorptionskoeffizient des Körpers[1]).

Mittelst der Gleichungen (7) läßt sich $\varkappa$ berechnen. Aus (7) ergibt sich p' zu

$$\left(p'^2 + \frac{\mu\varepsilon}{2c^2}\right)^2 = \mu^2\left(\frac{4\pi^2\sigma^2\tau^2}{c^4} + \frac{\varepsilon^2}{4c^4}\right)$$

$$p'^2 = \sqrt{\frac{\mu^2}{c^4}\left(\sigma^2 c^4 T^2 + \frac{\varepsilon^2}{4}\right)} - \frac{\mu\varepsilon}{2c^2}\,.$$

Führe ich aus (9) den Wert von $\varkappa$ für p' ein, so folgt

(10′) $$\varkappa^2 = c^2\left\{-\frac{\mu\varepsilon}{2c^2} + \sqrt{\frac{\mu^2}{c^4}\left(\sigma^2 c^4 T^2 + \frac{\varepsilon^2}{4}\right)}\right.\,.$$

1) F. Richarz, l. c. S. 239.

In den aufgestellten Gleichungen ist σ in elektrostatischem Maße gerechnet; $\frac{\sigma}{c^2}$ bedeutet dann die Leitfähigkeit σ_m in elektromagnetischem Maße. Führe ich an Stelle von σ noch $\sigma_m c^2$ ein, so erhalte ich für $\varkappa^2$ den Wert:

$$\varkappa^2 = \mu\left(-\frac{\varepsilon}{2} + \sqrt{\sigma_m^2 c^4 T^2 + \frac{\varepsilon^2}{4}}\right).$$

Dieser allgemein gültige Ausdruck für den Absorptionsindex $\varkappa$ bekommt im vorliegenden Falle einen besonders einfachen Wert. Es ist nämlich bei Halbleitern für Schwingungen mit langer Schwingungsdauer — Drude gibt als Grenzwert $T = 10^{-6}$ an[1]) — der Wert $\frac{\varepsilon^2}{4}$ groß gegen $\sigma_m^2 c^4 T^2$. Forme ich nämlich (10) um, so erhalte ich

$$\varkappa^2 = \mu\left\{-\frac{\varepsilon}{2} + \sqrt{\frac{\varepsilon^2}{4}\left(1 + \frac{\sigma_m^2 c^4 T^2}{\frac{\varepsilon^2}{4}}\right)}\right\}$$

$$= \mu\left\{-\frac{\varepsilon}{2} + \frac{\varepsilon}{2}\sqrt{1 + \frac{\sigma_m^2 c^4 T^2}{\frac{\varepsilon^2}{4}}}\right\}$$

Die Wurzel kann nach dem binomischen Lehrsatz entwickelt werden:

$$\left(1 + \frac{\sigma_m^2 c^4 T^2}{\frac{\varepsilon^2}{4}}\right)^{\frac{1}{2}} = 1 + \frac{1}{2}\,\frac{\sigma_m^2 c^4 T^2}{\frac{\varepsilon^2}{4}} + \frac{1}{2}\cdot\frac{3}{2}\left(\frac{\sigma_m^2 c^4 T^2}{\frac{\varepsilon^2}{4}}\right)^2 + \cdots;$$

vom dritten Gliede an kann die Reihe vernachlässigt werden, da $\frac{\varepsilon^2}{4}$ gegen $\sigma_m^2 c^4 T^2$ groß ist. Nehme ich zum Beispiel die Werte, die die Literatur für Anilin — das ist einer der von mir untersuchten Stoffe — angibt, so ist, da $\varepsilon = 7{,}2$[2]), der Wert von $\frac{\varepsilon^2}{4} =$ ca. 13; und für den Ausdruck $\sigma_m^2 c^4 T^2$ ergibt sich, da

1) W. König, l. c. S. 644.

2) F. Kohlrausch, Lehrbuch der prakt. Physik, 11. Aufl. Tab. 36.

Handlungen und Unterlassungen sind, die erkennbar geeignet sind, den Mündel zu schädigen".

Was zunächst die Behauptung von Blumes angeht, der Grundsatz der Selbständigkeit sei inhaltlos und daher dogmatisch unbrauchbar, so geht er damit entschieden zu weit. Wohl ist richtig, daß durch Anführung des Grundsatzes allein unsere Frage nicht zu lösen ist. Eine solche einseitige Betrachtung würde dem Grundsatze eine absolute Geltung zuschreiben müssen, die er nicht haben kann, worauf mit Recht Schlecht[1]) hingewiesen hat. Die dogmatische Bedeutung des Grundsatzes liegt vielmehr darin, daß er uns zur Erkenntnis der Stellung des Vormundes, also des einen der für die Entscheidung unserer Streitfrage bedeutsamen Faktoren, verhilft, wir durch ihn also den einen Grundstein für die Lösung aller Schwierigkeiten finden. Wohin es führt, wenn man den Grundsatz als inhaltlos auffaßt, zeigt gerade die Deduktion von Blumes, der einseitig von der Befehlsgewalt des Vormundschaftsgerichts ausgeht und damit zu einem praktisch den oben geschichtlich dargelegten Zielen der Neuregelung des Vormundschaftsrechts durch die Pr. V. O. und das BGB. widersprechenden Ergebnis kommt. Denn praktisch kommt doch auch die von Blumesche Auffassung des Begriffes Pflichtwidrigkeit, den er mit Recht als den Schlüssel für die Bestimmung des Umfanges der richterlichen Befehlsgewalt bezeichnet, darauf hinaus, daß pflichtwidrig alles ist, was der Richter für unzweckmäßig hält. Wie viel Raum daneben für die angestrebte Selbständigkeit des Vormundes bleibt, ist leicht zu erkennen. Was im einzelnen gegen die Herleitung seines Begriffes der Pflichtwidrigkeit zu sagen ist, muß auch hier aus den späteren Ausführungen entnommen werden.

---

1) Abhandlung S. 751.

§ 4.

Die Ansicht Lilienfelds.

Eine ebenfalls von der herrschenden Meinung abweichende Darstellung hat in neuerer Zeit Lilienfeld[1]) unserer Frage gewidmet. Wenn wir auch, wie wir später sehen werden, den Ergebnissen seiner Arbeit nicht beipflichten, so ist diese doch deshalb von Wichtigkeit, weil sie die einzige wirklich eingehende Untersuchung auf diesem Gebiete ist und in ihren Gedanken eine große Zahl von Anregungen zu geben vermag. Lilienfeld charakterisiert zunächst die Stellung des Vormundes, d. h. den Inhalt des Grundsatzes der Selbständigkeit und zwar ist er ihm der Ausdruck einer reinen Pflichtstellung. Er sagt:

> „Das Recht der Selbständigkeit ist die Pflicht der Selbstentscheidung, welche Pflichten ihm, dem Vormunde, im einzelnen Falle obliegen, eine Pflicht also zur Bildung eines eigenen Urteils“[2]).

Grundlagen für diese Urteilsbildung sind der Zweck der Vormundschaft als Obersatz, die Übersicht über die tatsächlichen Umstände als Untersatz[3]). Als Zweck der Tätigkeit des Vormundes gibt Lilienfeld an: ein Dahinwirken,

> „daß ein der elterlichen Gewalt entbehrendes Kind nach Möglichkeit, soweit es sein Interesse erfordert, einem Kinde gleichsteht, das den Schutz und die Vorteile der elterlichen Gewalt genießt“[4]).

Der Vormund hat also zu prüfen, „ob seine Handlungen und welche erforderlich seien, um den Mündel vor Nachteilen zu schützen, welche der Grund der Vormundschaft mit sich bringt, sowie ihm diejenigen Vorteile zu verschaffen,

---

1) Marb. Diss. 1906.
2) a. a. O. S. 7.
3) a. a. O. S. 7.
4) a. a. O. S. 12.

der Lage des Resonanzpunktes noch überhaupt eine Veränderung des Verlaufes der Resonanzkurve festgestellt werden; die Resonanzkurven vor und nach der Jonisation stimmten vollkommen überein.

Darauf füllte ich den Meßkondensator mit den Halbleitern: Benzol, Xylol, Äther und Anilin. Die unternommenen Versuche sind ebenfalls im Abschnitt F ausführlich besprochen; hier sei nur erwähnt, daß es auf dem Wege der Resonanzmethode möglich war, Werte von Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten festzustellen.

Die Methode versagte jedoch wieder vollkommen, sobald ich versuchte, die elektrischen Eigenschaften von Alkohol und Wasser festzustellen. Eine Aufnahme der Resonanzkurve war nicht möglich, da der Stromeffekt Null wurde; das Galvanometer zeigte keinen Ausschlag. Der Grund ist wohl darin zu suchen, daß die langsam schwingenden Wellen, mit denen ich arbeitete, zum größten Teil von der Flüssigkeit im Kondensator verschluckt wurden, sodaß der Absorptionskoeffizient sich stark vergrößerte.

E. Die Versuchsanordnung.

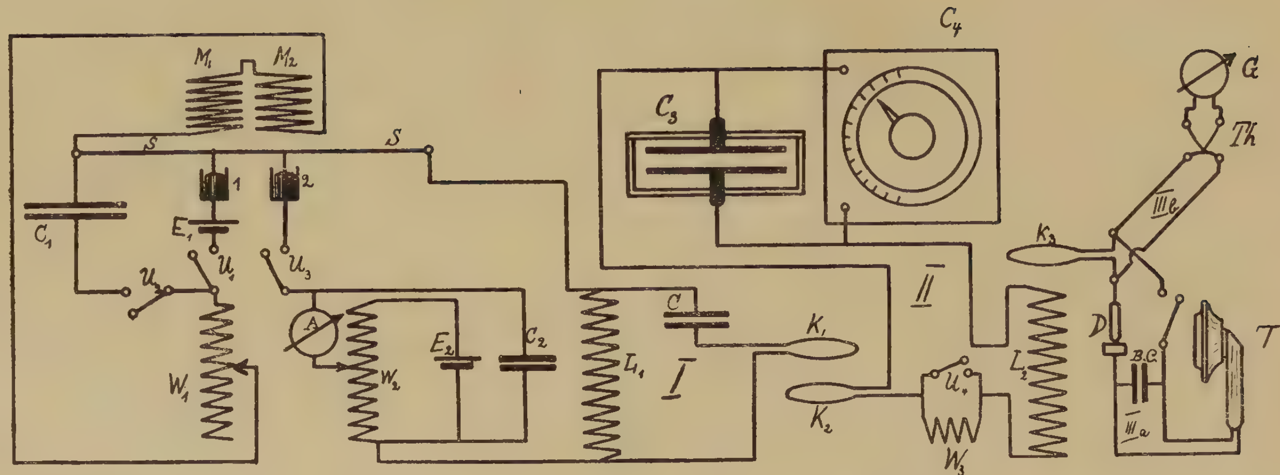
Die bei den folgenden Versuchen benutzte Anordnung ist die in Figur 1 skizzierte.

Es sind drei mit einander gekoppelte Schwingungskreise zu unterscheiden:

1. der eigentliche Schwingungskreis, der Primärkreis I,
2. der Meß- oder Sekundärkreis II,
3. der Indikatorkreis III.

In dem Primärkreis werden die Schwingungen erregt, und zwar geschieht dies durch Stoßerregung. Die Schaltung ist von Eichhorn[1]) angegeben und beruht auf folgender Überlegung. An die Enden der Selbstinduktionsspule L_1 des Schwingungs-

1) G. Eichhorn, D. R. P. 15756 (1903); „Naturwissenschaften" Bd. I S. 99 (1913). — Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, 2. Aufl. (1913) S. 217.



Teil A. Teil B.

Figur 1.

widrigkeit wird gefunden als Widerspiel der objektiven Pflichtmäßigkeit. Die objektive Pflichtmäßigkeit ergibt sich aber aus den dargestellten Pflichten des Vormundes, und mit diesen kann sich der Vormund sehr wohl in Widerspruch setzen, ohne schuldhaft zu handeln.

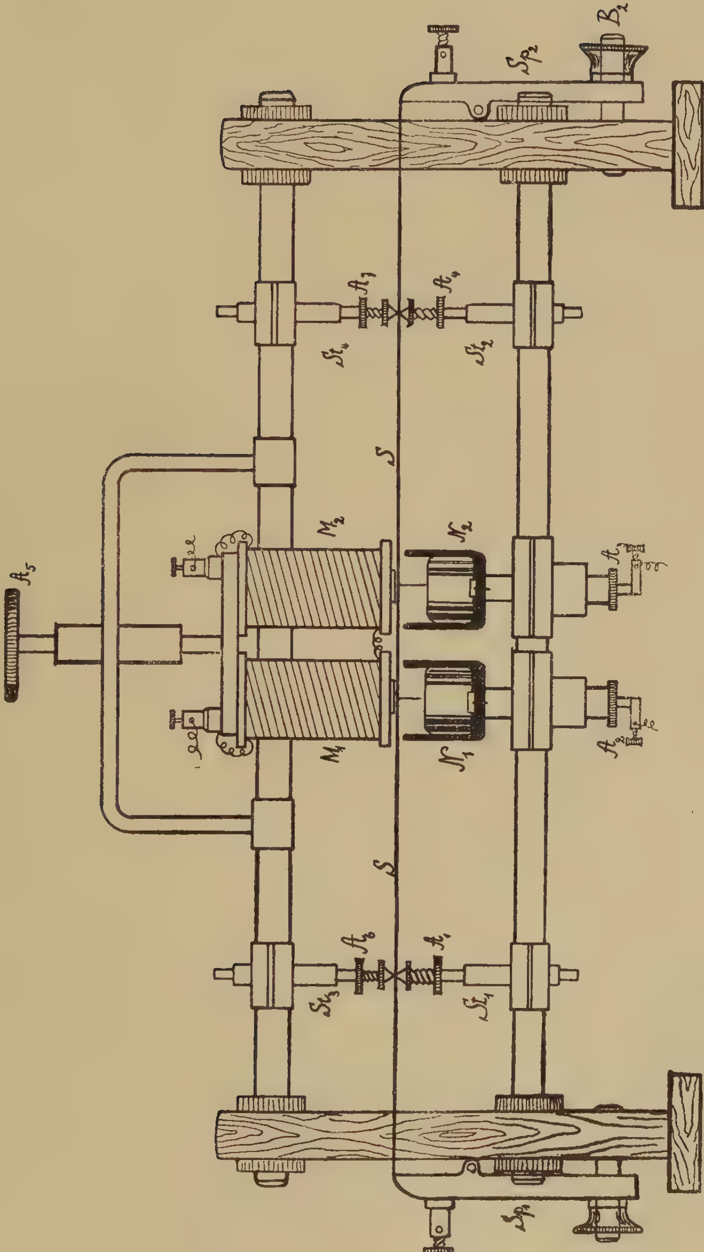
Lilienfeld erkennt weiterhin an[1]), daß jedoch in den allerseltensten Fällen ein bestimmtes Handeln das absolut und objektiv richtige ist, vielmehr sich auf Grund der gleichen Sachlage verschiedene Möglichkeiten zu handeln rechtfertigen lassen. In diesen Fällen, die er als die sog. Zweckmäßigkeitsfragen abgrenzt, hat der Vormund das Recht, unter den verschiedenen Möglichkeiten zu wählen. Ausdrücklich macht Lilienfeld aber darauf aufmerksam, daß er damit nicht alle Fälle meint, in denen der Vormund an gesetzliche Bestimmungen nicht gebunden ist, sondern von diesen nur die Fälle, in denen unter Beobachtung aller Pflichten in verschiedener Weise entschieden werden kann.

Hieraus ergeben sich folgende Möglichkeiten für ein Eingreifen des Vormundschaftsgerichts in die Führung der Vormundschaft: Das Gericht kann einschreiten bei Vorliegen objektiver Pflichtwidrigkeit, d. h. wenn infolge gesetzlicher Regelung oder besonderer Umstände nur eine einzige Entscheidung möglich und zu rechtfertigen ist. Im Übrigen ist ein Eingreifen nur dann berechtigt, wenn der Vormund in den Fällen, wo es eine objektive Pflichtwidrigkeit nicht gibt, seine subjektive Verpflichtung, sein Amt treu und gewissenhaft zu führen, verletzt.

Was zunächst Lilienfelds Charakterisierung der Stellung des Vormundes angeht, so betont er m. E. die Pflichtstellung zu sehr. Die Selbständigkeit des Vormundes findet doch in erster Linie ihren Ausdruck in dem Rechte, selbst zu entscheiden, da wo unter der Herrschaft des all-

---

1) a. a. O. S. 40 ff.



Figur 4.

Ich benutzte einen Saitenunterbrecher, der von dem Gießener Mechaniker Schmidt hergestellt worden war; er hat sich im allgemeinen nach den Angaben des von Orlich beschriebenen Saitenunterbrechers[1]) gerichtet. Da der Unterbrecher einige Abweichungen und Verbesserungen enthält, habe ich ihn in Figur 4 skizziert.

Die Teile des Saitenunterbrechers waren auf einem Gerüst angebracht; vier Messingstangen von 52 cm Länge, untereinander parallel, waren an zwei senkrechten Holzwänden, die eine Höhe von 20 cm und eine Breite von 14 cm hatten, befestigt. In der Figur sind nur die beiden hinteren Stangen eingetragen. Auf den beiden unteren parallelen Stangen waren zwei Quecksilbernäpfe N_1 und N_2 angebracht, in diese tauchten die beiden Platinstiftchen, die an der als Anker dienenden Saite angelötet waren; sie stellen die Unterbrechungsstellen dar. Außerdem tragen die unteren Stangen noch zwei Stege St_1 und St_2, die eine Verkürzung der schwingenden Saite ermöglichen; zwei an den beiden oberen parallelen Stangen befestigte gleiche Stege St_3 und St_4 dienen dazu, die Saite, die auf den unteren Stegen ruht, fest anzudrücken, damit lediglich der verkürzte Teil der Saite zwischen den Stegen schwingt. Die beiden Elektromagnete M_1 und M_2 sind ebenfalls an den oberen Stangen befestigt; sie befinden sich während der Tätigkeit des Unterbrechers genau senkrecht über Platinstiftchen und Quecksilbernäpfchen. Die beiden Spulen sind etwa 3 cm hoch, haben einen Durchmesser von 2,5 cm und sind mit 0,5 mm dickem Kupferdraht gewickelt. Alle diese eben beschriebenen Teile: die Stege, die Näpfe und die Elektromagneten lassen sich auf den horizontalen Messingstangen verschieben; die vertikale Verschiebung kann durch Höher- und Niedrigerschrauben erreicht werden; dazu dienen die in der Figur mit A_1 bis A_7 bezeichneten Schrauben. Die Saite selbst, die bei meinen Versuchen als Ganzes schwang, ruht auf zwei an den Außenseiten der beiden senkrechten Holzwände angebrachten Spannvorrichtungen, die wie die Holzwände selbst im Querschnitt gezeichnet sind; sie sind mit Sp_1 und Sp_2 bezeichnet. Die Veränderungen der Saitenlänge geschah durch die Schrauben B_1 und B_2; die ganze Spann-

---

1) Zeitschrift für Instrumentenkunde Bd. XXIV (1904) S. 126.

vorrichtung gestattete eine Verlängerung oder Verkürzung der Saite, ohne daß sie parallel mit sich selbst verschoben wurde.

Eine wesentliche Bedingung für das Funktionieren dieser Anordnung besteht darin, daß die Unterbrechung am Unterbrecher vollkommen funkenfrei vor sich gehen muß[1]). Ist das der Fall, so wird bei der Unterbrechung der Stromkreis Akkumulator—Unterbrecher abgeschaltet, und der Extrastrom hat nun die Möglichkeit, den Kondensator aufzuladen. Entsteht dagegen bei der Unterbrechung ein Funke, so hat der Extrastrom der Spule L_1 auch die Möglichkeit, den Weg durch den Funken hindurch zu wählen. Wenn man z. B. einen elektromagnetisch getriebenen Saitenunterbrecher in der üblichen Schaltung benutzt, so entsteht auch dann, wenn man den Strom in diesem Stromkreis sehr schwach nimmt, im Elektromagneten des Unterbrechers ein Extrastrom, der an der Unterbrechungsstelle einen Funken hervorruft und so dem Extrastrom von L_1 die Möglichkeit gibt, sich auch auf diesem Wege auszugleichen, so daß der Kondensator nur unvollständig aufgeladen wird. Aber selbst bei Entladung des partiell aufgeladenen Kondensators findet keine Schwingung infolge des durch den Funken entstehenden Kurzschlusses statt.

Man umgeht diese störende Funkenbildung in der Weise, daß man zwei Unterbrecher in folgender Schaltung anwendet. Die Schaltung ist von Herrn Dr. Vos angegeben worden und wird an der Marburger radiotelegraphischen Versuchsstation benutzt. Sie ist in Figur 1 dargestellt und zwar im Teil A. Die Zahlen 1 und 2 bezeichnen die Unterbrechungsstellen an den Quecksilbernäpfen.

Durch den Unterbrecher 1 wird der Strom in dem Elektromagneten in der üblichen Weise unterbrochen. Dadurch gerät die Saite in Schwingungen und betätigt den Kontakt der Unterbrecherstelle 2. Durch diesen Kontakt kann man dann einen Stromkreis öffnen und schließen lassen, der — in der Hauptsache — nur aus einem Akkumulator E_2, einem Teil der Saite und der Selbstinduktionsspule L_1 des primären Schwingungskreises besteht. Es ist also auf diese Weise erreicht, daß in dem

---

1) A. Wratzke, Über die Empfindlichkeit des Telephons; Marburger Diss. 1914.

periodisch geöffneten und geschlossenen Kreis keine andere Selbstinduktion liegt als die der Spule L_1. Da diese Selbstinduktion sehr klein ist im Vergleich zur Selbstinduktion der Spulen des Elektromagneten, die in den Stromkreis des Unterbrechers 1 eingeschaltet sind, bekommt man völlig funkenfreie Unterbrechungen, so daß der Extrastrom von L_1 nur den Kondensator aufladen kann. Um den störenden Extrastrom im Stromkreis des Unterbrechers 1 aufzufangen, liegt eine große Kapazität von 2 M. F. parallel zu Elektromagnet, dem im Stromkreis befindlichen Widerstand und Stromquelle; es entsteht auf diese Weise kein Funke an der Unterbrechungsstelle.

Was die Schaltung für die Unterbrechungsstelle 1 anbelangt, so ist sie aus Figur 1 ersichtlich. Der Kreis enthält in Serie die Unterbrechungsstelle 1, ein Stück der Saite S, die beiden Elektromagneten M_1 und M_2, den Widerstand W_1 und den Akkumulator E_1. Parallel zu Elektromagnet und Widerstand liegt die Kapazität C_1 von 2 M. F., die durch den Unterbrecher U_2 ausgeschaltet werden kann. C_1 entleert sich dann durch den Kreis W_1, M_1 und M_2, er stört auf diese Weise die arbeitende Unterbrechungsstelle 1 nicht.

Die Unterbrechungsstelle 2 dient also lediglich zur Erzeugung der Schwingungen, d. h. zur Erzeugung des Extrastromes in der Spule L_1. In diesem Kreis befindet sich neben 2 und L_1 der Widerstand W_2 und der Stromschlüssel U_3. Die Stromstärke wurde durch das Milliampèremeter A gemessen und immer auf konstanter Höhe gehalten, gewöhnlich auf 0,4 Ampère; auch dieses Instrument befand sich in diesem Stromkreis. Den Strom liefert der Akkumulator E_2. Auch hier liegt zur Sicherheit parallel zum Widerstand eine große Kapazität C_2 von 2 M. F., um alle Möglichkeiten einer Funkenbildung an der Unterbrechungsstelle 2 auszuschalten. Zu dem regelmäßigen Betrieb des Unterbrechers gehörte sehr reines, staubfädenfreies Quecksilber, das oft erneut werden mußte. Wenn der Saitenunterbrecher regelmäßig arbeitete, war an der Stelle 2 kein Funke zu bemerken, er war durch die Unterbrechung 1 und die Kapazität C_2 beseitigt. Der Ton der schwingenden Saite war dann vollkommen rein; die Tonhöhe hing von den Spannungen der Saite und der Länge des schwingenden Teiles ab.

Die Selbstinduktionsspule L_1 war bereits als Teil des Erregerkreises erwähnt; sie gehört also auch dem Primärkreis an. Der Primärkreis ist in Figur 1 als Kreis I des Teiles B bezeichnet. Der Schwingungskreis I besteht nur aus L_1, dem Kondensator C und dem Koppelungsring K_1. Der Kondensator C war ein Glimmerkondensator mit Belegungen aus Stanniol, er war zwischen zwei Hartgummiplatten durch Schrauben festgeklemmt. Die Größen C und L_1 als Kapazität und Selbstinduktionskoeffizient bestimmen nach der Thomsonschen Formel $T = 2\pi\sqrt{CL_1}$ die Schwingungsdauer T; der Kondensator C entlädt sich dabei oszillatorisch durch den Schwingungskreis. Die auftretenden Schwingungen werden sehr schwach gedämpft sein, da keine Funkenstrecke vorhanden ist, die zuviel Energie rauben würde.

Alle Teile der bisher beschriebenen Apparatur mit Ausnahme des Koppelungsringes K_1 waren auf einem quadratischen Brett aufmontiert; auf diese Weise hatte man stets und schnell schwach gedämpfte elektromagnetische Wellen zur Verfügung.

Der Koppelungsring K_1 bestand aus 9 Drahtwindungen von 1,3 mm dickem, isolierten Kupferdraht und hatte einen Radius von 6,5 cm; er war in vertikaler Richtung fest auf einem Gestell angebracht. Auf diesem Gestell stand ihm ebenfalls senkrecht der Koppelungsring K_2 gegenüber, der in einer Führung verschiebbar war, um die Koppelung ändern zu können; seine Dimensionen waren denen von K_1 gleich. Die Koppelung zwischen K_1 und K_2 wurde, um eine Rückwirkung des Sekundärsystems zu vermeiden, extrem lose gehalten; ihr Abstand betrug dann 5 cm. Durch K_1 und K_2 wurden die Schwingungen dem zweiten Kreis, dem eigentlichen Meßkreis — Kreis II in der Figur 1 — mitgeteilt.

Dieser setzte sich in der Hauptsache aus der Selbstinduktionsspule L_2 und zwei Kondensatoren zusammen. Die beiden Kondensatoren, ein Meßkondensator C_3 und ein Drehkondensator C_4 waren parallel geschaltet, um eine direkte Addition ihrer Kapazitäten zu erhalten. Der Unterbrecher U_4 ermöglichte das Anschalten eines induktionsfreien Widerstandes W_3, der während der Messungen 1 Ohm betrug, er wurde gebraucht zur Feststellung des Dekrementes dieses Meßkreises. Die Selbstinduktionsspule L_2 war eine Spule aus 162 Windungen von 1,3 mm dickem, isoliertem

Kupferdraht, der in einer Höhe von 25,3 cm auf einen Pappzylinder gewickelt war. Der Radius der Spule war 6,5 cm, die Ganghöhe zweier aufeinanderfolgenden Windungen betrug 1,6 mm. Die Selbstinduktion der Spule, die nach den von G. Glage[1]) zusammengestellten Formeln und Tabellen berechnet wurde, betrug zusammen mit dem Selbstinduktionskoeffizienten des Koppelungsringes K_2 1427900 cm. Der Drehkondensator C_4 war ein Luftkondensator[2]) und gestattete die Kapazität zwischen 260 cm und 2140 cm zu variieren; das sehr sorgfältig arbeitende Instrument verfügte über eine Feineinstellung, die eine Veränderung der Kapazität um wenige Zentimeter zuließ, so daß sich eine ganz genaue Aufnahme der Resonanzkurve ermöglichen ließ, wenn sonst keine Störung vorhanden war. In der Figur 1 ist der Drehkondensator von oben gesehen angedeutet.

Der wichtigste Teil des Kreises ist der Meßkondensator C_3. In Figur 1 ist er im Querschnitt dargestellt. Der Meßkondensator befand sich in einem zylinderförmigen Glasgefäß von 5 cm Höhe und einem Radius von 8,5 cm. Der Deckel des Glasgefäßes war aufgeschliffen und abnehmbar. Die Mantelwand war an einer Seite von einer Quarzlinse unterbrochen, die zeitweise — zu den Versuchen mit durch Radiumstrahlung ionisierter Luft — durch ein Aluminiumfenster ersetzt war, das sich auch entfernen ließ. An einer anderen Stelle der Seitenwand war ein Glasrohr mit eingeschliffenem, verschließbarem Hahn angebracht; das Rohr wurde an die Luftpumpe angeschlossen, als der Meßkondensator ausgepumpt wurde. Als Kondensatorplatten dienten zwei vergoldete Messingplatten von 0,3 cm Dicke und 7,0 cm Radius. Die Lage der unteren Platte war durch feste metallische Verbindung mit dem Boden des Gefäßes festgelegt; die Platte ließ sich abschrauben, um das Gefäß reinigen zu können. Die obere Platte war durch eine Schraubenspindel, die in eine durch den Deckel des Gefäßes hindurchgehende Mutter paßte, von außen verstellbar; dadurch wurde die Kapazität des Kondensators, wenn Luft als Dielektrikum verwandt wurde, zwischen

1) G. Glage, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie II (1908) S. 504.

2) Firma Dr. Erich Huth, Berlin SO.

ungefähr 25 cm und 6 cm variierbar gemacht, je nachdem der Plattenabstand eng oder weit war; zu den Messungen wurde der Plattenabstand auf 2 cm gehalten. An den Außenseiten des Deckels und des Bodens des Gefäßes befanden sich Klemmen, die mit den Platten fest verbunden waren, um die Zuleitungsdrähte aufzunehmen.

Extrem lose gekoppelt war auch der Meßkreis mit dem Indikatorkreis; dieser trägt in Figur 1 die Zahl III. Ein Koppelungsring K_3 von nur wenigen Windungen war mit L_2 induktiv gekoppelt, er wurde durch Holzstative in etwa 2 cm Höhe über der Spule horizontal gehalten. Es bestand nun die Möglichkeit, die Schwingungen entweder subjektiv oder objektiv festzustellen; zur subjektiven Wahrnehmung diente ein Gleichrichter mit Telephon; objektiv wurde der Stromeffekt durch ein Thermoelement in Verbindung mit einem hochempfindlichen Galvanometer angezeigt.

Der aperiodische Detektorkreis IIIa bestand aus einem der in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlichen Bleiglanzgraphitgleichrichtern (D) und einem Blockkondensator BC von etwa 1000 cm Kapazität; parallel zu dem Kondensator lag ein Doppelkopftelephon T. Der Detektor bestand aus einem etwa 4 cm langen Graphitstift, der durch eine Feder gegen ein Stück Bleiglanz gedrückt wurde. Dieses war auf einem Stückchen Kupferblech aufgelötet; die Zuleitungen wurden durch zwei Klemmen, deren eine an der Feder, die andere am Kupferblech angebracht war, gehalten. Der Bleiglanzgraphitdetektor hat die Eigenschaft, die Schwingungen gleichzurichten, bzw. er läßt von der Schwingung immer nur die eine Richtung durch. So entstehen Gleichstromstöße, die in überaus kurzer Zeit aufeinanderfolgen; diese gehen infolge der hohen Selbstinduktion des Telephons zunächst nicht durch das Telephon hindurch, sondern sammeln sich auf dem Blockkondensator an. Darauf entlädt sich dann der Blockkondensator durch das Telephon. Auf diese Weise durchfließt das Telephon pro Wellenzug in bestimmter Richtung ein Gleichstromimpuls. Der Ton, den man im Telephon hört, entspricht in seiner Höhe den Unterbrechungszahlen des Unterbrechers[1]).

---

1) A. Wratzke, Marb. Diss. 1914.

Durch das Telephon konnte man also leicht die vorhandene Resonanz zwischen Primär- und Sekundärsystem feststellen. Infolge der extrem losen Koppelung zwischen diesen beiden Kreisen war ein Ton im Telephon nur dann zu hören, wenn genaue Resonanz zwischen ihnen vorhanden war; man erreichte die Resonanz durch Verstellen des Drehkondensators.

Wichtiger war für die quantitativen Messungen der Kreis: Koppelungsring, Thermoelement *Th*, Galvanometer *G*. Wurde das Telephon mit seinem Kreis ausgeschaltet und dafür der Kreis IIIb, bestehend aus Thermoelement und Galvanometer, eingeschaltet, so zeigte der Ausschlag des Galvanometers, daß der Stromeffekt in dem Falle, in dem Kreis IIIa bereits die vorhandene Resonanz zwischen Primär- und Sekundärsystem festgestellt hatte, tatsächlich ein Maximum besaß.

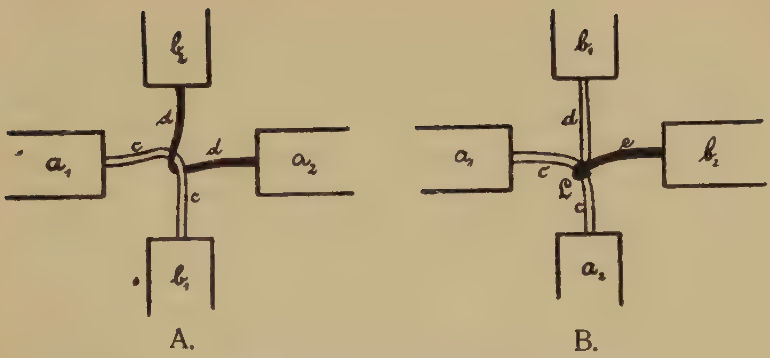
Als Indikator auf Stromeffekt diente ein hochempfindliches Thermoelement, das nach den Angaben von Hahnemann[1]) gebaut war. Das Neue an diesem Thermoelement ist ein Heizdraht, auf den das Thermoelement aufgelötet ist.

Klemenčič[2]) hatte den Thermoelementen, die zur Messung von elektrischen Schwingungen dienen sollten, die aus der stark vergrößerten Figur 5A ersichtliche Form gegeben. Die Zuleitungen sind a_1 und a_2, während b_1 und b_2 mit dem Galvanometer verbunden waren. Die Drähte c und d sind sehr dünne Drähte aus verschiedenen Metallen; gewöhnlich verwendet man Eisen und Konstantan. Gehen Schwingungen durch die Drähte a_1 und a_2, so erwärmen sich die an a_1 und a_2 angelöteten Teile der Drähtchen c und d und mit ihnen die Berührungsstellen der Drähtchen c und d und zwar mehr als die Lötstellen zwischen b_2 und d einerseits und zwischen b_1 und c andererseits. Die Folge dieser Erwärmung ist die Entstehung einer thermoelektrischen elektromotorischen Kraft, die den Ausschlag des Galvanometers bewirkt. Bei Hahnemann fällt die Schlinge fort, sie ist ersetzt durch eine Lötstelle, mit der das Element, das aus einem Eisen- und einem Konstantandrähtchen besteht, auf dem ebenso dünnen

---

1) Hahnemann, Jahrbuch der drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. 2 (1909) S. 293—318 u. 477—500.

2) Zenneck, l. c. S. 89; Brandes, Physik. Zeitschr. 6 (1905) S. 503.



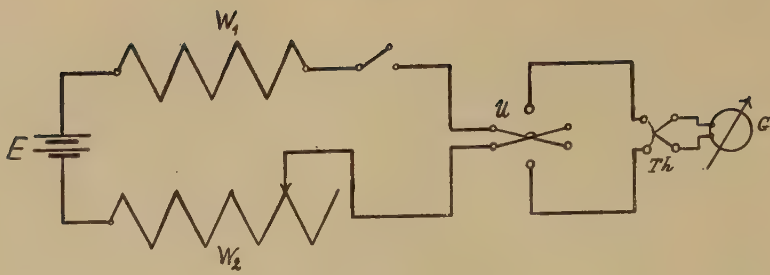
Figur 5 (stark vergrößert).

Heizdraht befestigt war. Figur 5 B zeigt dieses Thermoelement in stark vergrößertem Maßstab. Die Wirkung ist die gleiche wie bei dem Thermoelement 5 A. a_1 und a_2 sind wieder die Zuleitungsdrähte, b_1 und b_2 führen zum Galvanometer; c ist der Heizdraht und L die Lötstelle, die das Thermoelement d und e auf dem Heizdraht hält. Ich versuchte zunächst selbst, mir ein solches Thermoelement herzustellen, indem ich auf den eisernen Heizdraht von 0,015 mm Dicke zwei ebenso dünne Eisen- und Konstantandrähte auflötete; trotz aller Mühen gelang es mir jedoch nicht, die zu den Versuchen nötige Empfindlichkeit des Thermoelementes zu erreichen; selbst als ich das Glasgefäß, das das Thermoelement enthielt, durch die Gaedepumpe auspumpte, kam ich nicht zu dem gewünschten Erfolg.

Es wurde mir daraufhin vom hiesigen Institut ein Thermoelement angeschafft, das von einer Hamburger Firma[1]) nach den Angaben des Ingenieurs Voege[2]) gebaut war. Es hatte im Heizdraht bei einem Milliampère einen Widerstand von 50 Ohm, im Thermoelement selbst bei einem Milliampère einen Widerstand von 9 Ohm. 10 Milliampère im Heizdraht gaben an den Klemmen des Thermoelementes eine elektromotorische Kraft von 8,30, beim Kommutieren von 8,25 Millivolt gemessen bei stromlosem Thermoelement nach einer Kompensationsmethode. Die höchste zulässige

1) Firma Carl Stelling, Hamburg, Rödingsmarkt 81.

2) Voege, Elektrochem. Zeitung 1906 S. 467.



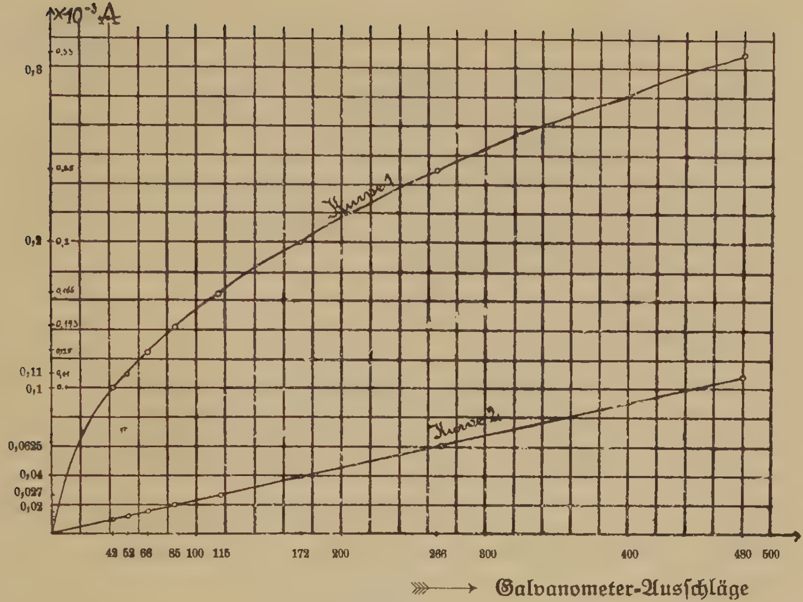
Figur 6.

Belastung betrug 15 Milliampère. Das Instrument befand sich in einem birnenförmigen, evakuierten Glasbehälter. Um es gegen äußere Temperaturschwankungen zu schützen, hatte ich es vollkommen in Watte eingepackt und in einen stanniolbeklebten Glaszylinder eingebaut, der wiederum in einem wattegepolsterten verschlossenen Holzkasten stand. Zuführungen und Ableitungen waren stark isolierte Drähte, die noch mit Watte umwickelt waren.

Es galt nun zunächst, das Thermoelement zu eichen, um festzustellen, ob der Ausschlag des Galvanometers streng proportional dem Quadrat des durch den Heizdraht fließenden Stromes war. Die Eichung fand mit kommutiertem Gleichstrom statt; bei der geringen Dicke des Heizdrahtes ist anzunehmen, daß die gewonnene Eichung auch für schnelle Schwingungen brauchbar ist.

Zur Eichung wurde die von S. Loewe[1]) angegebene Methode benutzt. Die Schaltung ist aus Figur 6 ersichtlich. In der Figur bedeuten: E eine Akkumulatorenbatterie, W_1 einen konstanten, W_2 einen variierbaren Widerstand, U eine Quecksilberwippe, Th das Thermoelement und G das Galvanometer. Ich benutzte als Stromquelle einen Akkumulator, der mir eine Klemmenspannung von 2 Volt lieferte; W_1 betrug 5000 Ohm, den variablen Widerstand W_2 verringerte ich systematisch von 15000 bis 1000 Ohm, indem ich nach jeder Messung 2000 Ohm ausschaltete. Jede Messung wurde mit jeder der beiden durch den Kommutator U ermöglichten Stromrichtungen vorgenommen und zeigten die Resultate gute Übereinstimmung. Das Ohmsche Gesetz $i = \frac{e}{w}$ lieferte mir für

1) S. Loewe. Jahrbuch der drahtl. Telegr. und Teleph. Bd. 6 (1913) S. 453.



Figur 7.

jeden Fall die Stromstärke i; ich konnte also durch Eintragen der Werte in ein Koordinatensystem, dessen x-Achse die gefundenen Galvanometer-Ausschläge und dessen y-Achse die benutzten Stromstärken i anzeigten, eine Eichkurve für das Thermoelement herstellen, die mir an jeder Stelle der Kurve die Abhängigkeit des Galvanometer-Ausschlages von der Stromstärke lieferte.

Kurve I in Figur 7 zeigt die Abhängigkeit des Ausschlages von der jeweiligen Intensität des durch den Heizdraht fließenden Stromes.

Es kam nur auf relative Messungen an, da ich bei meinen Berechnungen in der Bjerknesschen Resonanzmethode die Formel (1) im Abschnitt B benutzte, die nur die Galvanometer-Ausschläge enthielt und nicht den Stromeffekt J_{eff}^2. Damit die Formel (1) aber zu Recht bestand, mußten die Galvanometer-Ausschläge streng proportional den Quadraten der benutzten Stromstärken sein, d. h. proportional J_{eff}^2 oder im Falle der Thermoelement-Eichung proportional i^2.

Kurve II in Figur 7 als Gerade zeigt, daß dies der Fall war; in ihr sind dieselben Galvanometer-Ausschläge als Funktionen der Quadrate der Stromstärken eingetragen.

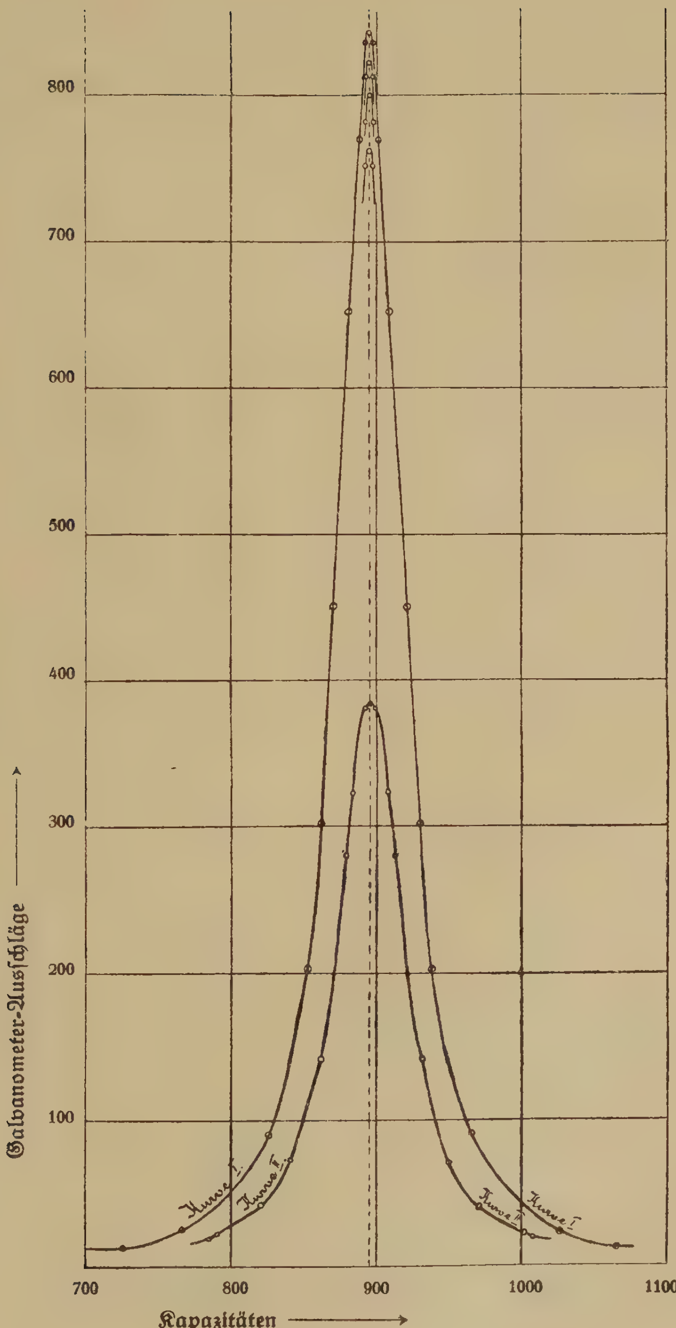
Die Ablesungen der Messungen sowohl bei Eichung des Thermoelementes wie auch bei den Hauptversuchen geschah mittels Fernrohr und Spiegelablesung an einem mäßig gedämpft schwingenden Deprez d'Arsonvalschen Drehspulengalvanometer von Siemens & Halske. Der Skalenabstand vom Spiegel des Galvanometers betrug 280 cm; die Empfindlichkeit des Instrumentes wurde bei diesem Skalenabstand nach einer im Kohlrausch angegebenen Methode[1]) zu $10 \cdot 10^{-10}$ festgestellt.

F. Die Versuche und ihre Ergebnisse.

a) Bestimmung von Dielektrizitätskonstanten.

Bevor ich an die eigentlichen Messungen heranging, stellte ich durch zahlreiche Versuche fest, wie groß die Entfernung der Koppelungsringe K_1 und K_2 von einander und die Entfernung des Ringes K_3 von der Spule L sein mußte, um die günstigsten Ergebnisse für die Galvanometer-Ausschläge zu bekommen. Eine wesentliche Rolle bei der Vergrößerung oder Verringerung des Stromeffektes spielte auch die Apparatur der Stoßerregung. Die veränderlichen Teile der Apparatur mußten bestimmte Stellungen innehaben, um den größtmöglichsten Stromeffekt zu erzeugen, ohne jedoch durch allzugroßen Stromeffekt an der Unterbrechungsstelle 2 einen Funken zu veranlassen. Die günstigste Lage konnte nur durch eine Reihe von Versuchen festgestellt werden. Als ich die mir am besten erscheinenden Ergebnisse gefunden hatte, zeigte das Galvanometer im Resonanzpunkt — wenn sich im Meßkondensator Luft als Dielektrikum befand — einen Ausschlag von etwa 840 Skalenteilen an; die ganze Skala wies 1000 Teile auf. Die dann mehrfach hintereinander aufgenommenen Resonanzkurven bei den verschiedenen Dielektrika sind in Figur 8 für Luft und Anilin ausgeführt, für Benzol, Xylol und Äther nur in ihrem Verlauf unmittelbar um den Resonanzpunkt dargestellt. Im einzelnen komme ich auf die Kurven noch im Teile b dieses Abschnittes

1) F. Kohlrausch, l. c. S. 439.


800
700
600
500
400
300
200
100
Galvanometer-Ausschläge
700
800
900
1000
1100
Kapazitäten
Kurve I.
Kurve II.
Kurve II.
Kurve I.

Figur 8.

zurück. Zur Feststellung der Dielektrizitätskonstanten ist mir nur die Kapazitätsangabe des Zeigers am Drehkondensator, wenn ich den Resonanzpunkt erreicht habe, von Wichtigkeit. Die Angaben des Drehkondensators ergaben sich aus seiner Eichkurve in elektrostatischen Einheiten. Der Resonanzpunkt, den ich erhielt, wenn ich die Resonanzkurve ohne den Meßkondensator aufnahm, war erreicht, wenn der Drehkondensator eine Kapazität von 895 cm angab. Schaltete ich darauf den Meßkondensator parallel ein, so mußte ich, um wieder Resonanz zu erhalten, den Drehkondensator auf eine Kapazität von 889 cm reduzieren; es ergab sich also für den Meßkondensator bei Luftfüllung eine Kapazität von 6 cm. Die Messungen, die ich daraufhin unternahm bei ionisierter Luft im Meßkondensator, führten zu keiner Änderung der Resonanzpunktslage, es war also eine Veränderung der Dielektrizitätskonstanten der Luft auf diesem Wege nicht möglich festzustellen. Genauer sind die Versuche im Teil b auseinandergesetzt, da sie mit den Leitfähigkeitsmessungen zusammenfielen. Dann nahm ich die Messungen mit Benzol, Xylol, Äther und Anilin vor.

Die Ergebnisse für die vier Flüssigkeiten waren folgende:

Bei Benzolfüllung mußte die Kapazität des Drehkondensators von 895 cm auf 881 cm verringert werden;

bei Xylolfüllung wurde die Kapazität von 895 cm auf 879 cm reduziert;

bei Ätherfüllung veränderte sich die Kapazität von 895 cm auf 868 cm, und schließlich

bei Anilinfüllung trat die größte Veränderung ein, nämlich von 895 cm auf 853 cm.

Die Kapazitäten des Meßkondensators betrugen also für die einzelnen Fälle:

für Benzol . . . . . 14 cm,
für Xylol . . . . . 16 cm,
für Äther . . . . . . 27 cm und
für Anilin . . . . . 42 cm.

Diese Kapazitäten mußten sich nun wie die Dielektrizitätskonstanten der verschiedenen Flüssigkeiten verhalten; da die Di-

elektrizitätskonstante von Luft = 1 gesetzt ist, ergibt sich aus den Kapazitätswerten als Werte für die Dielektrizitätskonstanten:

für Benzol . . . . . $\frac{14}{6} = 2,33$,

für Xylol . . . . . . $\frac{16}{6} = 2,66$,

für Äther . . . . . . $\frac{27}{6} = 4,5$ und

für Anilin . . . . . . $\frac{42}{6} = 7,0$.

Zum Vergleich seien die Werte der Dielektrizitätskonstanten dieser Körper angeführt, die in der Literatur angegeben sind[1]). Es ist die Dielektrizitätskonstante

von Benzol 2,3,
von Xylol 2,6,
von Äther 4,4,
von Anilin . . . . 7,2.

Die Resonanzmethode bietet also einigermaßen ein Mittel zur Feststellung der Dielektrizitätskonstanten dieser Flüssigkeiten.

Die Messungen mit Wasser und Alkohol im Meßkondensator fielen negativ aus, den Grund habe ich im Abschnitt Db auseinandergesetzt.

b) Die Leitfähigkeitsmessungen.

Bereits im Abschnitt D ist der allgemeine Gang der Versuche zu den Leitfähigkeitsmessungen angegeben worden. Begonnen wurde mit den Versuchen, die Leitfähigkeit ionisierter Luft nachzuweisen. Als Jonisationsquelle wurde zuerst ein Radiumpräparat benutzt, das dem Marburger physikalischen Institut gehörte. Das Präparat war in eine Metallhülse eingeschlossen; vor dem Präparat befand sich zum Schutze ein Glimmerblättchen. Das Präparat wurde vor dem Meßkondensator so angebracht, daß es unmittelbar vor der Glaswand stand, die an dieser Stelle zur besseren Wirkung der Radiumstrahlen durch ein Aluminiumfenster unterbrochen war.

1) F. Kohlrausch, l. c. S. 720 Tb. 36.

Mehrfache Aufnahmen der Resonanzkurven ergaben jedoch keine Veränderung der Resonanzkurve, die sich ohne Jonisation ergeben hatte. Darauf entfernte ich das Aluminiumfenster und ließ das entstehende Öffnungsloch so weit vergrößern, daß das Radiumpräparat näher an die beiden Kondensatorplatten herangeschoben werden konnte; auch die Resonanzkurven, die nunmehr aufgenommen wurden, stimmten vollkommen mit den bisherigen überein, es ließ sich also auch diesmal keine Änderung der Leitfähigkeit feststellen.

Um eine stärkere Jonisation zu erreichen, ersetzte ich das Radiumpräparat durch eine Quarzlampe und ließ die ultravioletten Strahlen durch eine Quarzlinse auf die Luftsäule zwischen den Kondensatorplatten wirken, auch jetzt ließ sich keine Änderung der Resonanzkurve und damit der Leitfähigkeit feststellen.

Ich machte nun Versuche, die Jonisation durch Spitzenwirkung zu erreichen. Zu diesem Zwecke verband ich den einen Pol einer Influenzelektrisiermaschine mit zwei Kupferdrähten, an deren freien Enden je eine Stahlspitze angelötet war. Diese Enden waren in zwei Glaskapillaren in Paraffin so eingebettet, daß nur die beiden Spitzen frei waren. Der andere Pol der Influenzmaschine war zur Erde abgeleitet. Brachte ich nun die Spitzen in die Nähe der Luftschicht zwischen den Kondensatorplatten und setzte die Influenzmaschine in Gang, so zeigte sich bei der Aufnahme der Resonanzkurve, daß eine Fehlerquelle die Aufnahme unmöglich machte, da der Ausschlag des Galvanometers beständig wuchs. Von diesen Versuchen mußte ich also ganz absehen. Schließlich versuchte ich noch die Jonisation dadurch zu verstärken, daß ich die Quarzlampe auf den luftverdünnten Kondensator wirken ließ. Zu diesem Zwecke schloß ich den Kondensator an eine Wasserstrahlpumpe an mit dazwischengeschalteter Trockenapparatur; ein Quecksilber-Manometer zeigte eine Druckverminderung auf etwa 5 mm an. Auch diese Versuche führten zu vollkommen negativen Ergebnissen, die Resonanzkurven zeigten alle denselben Verlauf wie die in allen vorhergehenden Fällen aufgenommenen Kurven.

Die Aufnahme der Resonanzkurven bei Füllung des Meßkondensators mit Benzol, Xylol, Äther und Anilin hatten jedoch gezeigt, daß die Leitfähigkeit dieser Körper auf den Verlauf der

Resonanzkurve Einfluß hatte. Andererseits hatten die Versuche zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten von Wasser und Alkohol vollkommen versagt, so daß also eine uneingeschränkte Möglichkeit zur Feststellung von Dielektrizitätskonstanten durch die Resonanzmethode nicht bestand.

Ich untersuchte nun die Resonanzkurven, die ich erhielt, wenn ich Luft, Benzol, Xylol, Äther und Anilin als Dielektrika im Kondensator benutzte. Die Resonanzkurven, die ich erhielt, sind in Figur 8 dargestellt und zwar sind in Figur 8 die beiden vollkommen ausgeführten Kurven die Resonanzkurven, die ich bei Luft — Kurve 1 — und bei Anilin — Kurve 2 — als Dielektrikum erhielt. Die anderen drei angedeuteten Kurven entsprechen von oben beginnend den Resonanzkurven bei Benzol, Xylol und Äther als Dielektrika. Ich habe diese drei Kurven nur in ihren Punkten unmittelbar um den Resonanzpunkt angedeutet, um die Figur nicht zu unübersichtlich zu machen, da die fünf Kurven auf einen zu engen Raum beschränkt sind; ihr Verlauf entspricht dem der Luftkurve. Wie die einzelnen Kurvenpunkte von den Kapazitäten des Meßkreises abhängen, zeigen die Tabellen 1 bis 5. Die Kapazitäten habe ich in cm angegeben, und zwar zeigen die eingeklammerten Werte, wie sich die Gesamtkapazität des Meßkreises aus den Einzelkapazitäten C_4 des Drehkondensators und C_3 des Meßkondensators ergibt. Die Tabellen sind in der Reihenfolge der Kurven angegeben.

Die Kurven der Figur 8, die aus den Werten der Tabellen 1 bis 5 zusammengesetzt sind, zeigen, daß der Resonanzpunkt der fünf Kurven ganz verschiedene Entfernung von dem Fußpunkte seiner Abszisse hat, und zwar ist die Entfernung des Resonanzpunktes der Luftkurve von der x-Achse am größten, die übrigen folgen in der Reihenfolge: Benzol, Xylol, Äther, Anilin. Während der Unterschied der Ordinaten bei Füllung mit Luft, Benzol, Xylol und Äther nicht bedeutend ist, ist er zwischen den vier genannten Stoffen und Anilin erheblich größer; die Dämpfung bei Anilin wird also auch viel größer sein, d. h. seine Leitfähigkeit wird viel höher sein als die von Benzol, Xylol und Äther.

Ich ging nun zur Berechnung der Leitfähigkeiten über, wie sie den Messungen entsprachen.

Tabelle 1.

Resonanzkurve bei **luft**gefülltem Kondensator.

Kapazitäten (cm)	Messungen (Galvanom.-Ausschl.)
725 (719+6)	13,1
775 (769+6)	30,2
825 (819+6)	91,4
851 (845+6)	203,1
860 (854+6)	302,7
870 (864+6)	451,6
881 (875+6)	652,3
887 (881+6)	770,9
893 (887+6)	836,0
895 (889+6)	842,0
897 (891+6)	835,9
903 (897+6)	771,0
909 (903+6)	651,9
920 (914+6)	452,0
929 (923+6)	302,6
939 (933+6)	203,1
965 (959+6)	91,3
1015 (1009+6)	30,0
1065 (1059+6)	14,0

Tabelle 2.

Resonanzkurve bei **benzol**gefülltem Kondensator.

Kapazitäten (cm)	Messungen (Galvanom.-Ausschl.)
731 (717+14)	13,8
779 (765+14)	18,9
831 (817+14)	102,5
841 (827+14)	144,0
859 (845+14)	284,2
881 (867+14)	638,0
887 (873+14)	752,0
892 (878+14)	812,0
895 (881+14)	822,0
898 (884+14)	811,7
903 (889+14)	752,3
909 (895+14)	638,5
930 (916+14)	284,2
949 (935+14)	143,9
961 (947+14)	102,0
1009 (995+14)	18,7
1060 (1046+14)	13,5

Tabelle 3.

Resonanzkurve bei **xylol**gefülltem Kondensator.

Kapazitäten (cm)	Messungen (Galvanom.-Ausschl.)
720 (704+16)	12,5
765 (749+16)	25,2
821 (805+16)	81,0
835 (819+16)	123,5
854 (838+16)	288,9
879 (863+16)	580,7
886 (870+16)	715,8
891 (875+16)	782,1
895 (879+16)	800,0
900 (884+16)	782,0
904 (888+16)	715,9
910 (894+16)	580,8
935 (919+16)	289,0
956 (940+16)	123,7
970 (954+16)	81,2
1027 (1011+16)	25,0
1070 (1054+16)	12,3

Tabelle 4.

Resonanzkurve bei **äther**gefülltem Kondensator.

Kapazitäten (cm)	Messungen (Galvanom.-Ausschl.)
730 (703+27)	13,5
765 (738+27)	23,6
815 (788+27)	66,8
835 (808+27)	115,8
860 (833+27)	273,1
879 (852+27)	561,0
886 (859+27)	685,5
892 (865+27)	750,9
895 (868+27)	762,0
898 (871+27)	750,8
904 (877+27)	685,7
911 (884+27)	561,4
930 (903+27)	273,0
955 (928+27)	115,7
975 (948+27)	66,5
1025 (998+27)	23,5
1060 (1033+27)	13,5

Tabelle 5.

Resonanzkurve bei **anilingefülltem** Kondensator.

Kapazitäten (cm)		Messungen (Galvanom.-Ausschl.)
785	(743+42)	18,3
790	(748+42)	20,2
821	(779+42)	40,2
841	(799+42)	72,9
860	(818+42)	143,3
878	(836+42)	277,8
883	(841+42)	323,3
893	(851+42)	282,0
895	(853+42)	384,0
897	(855+42)	382,1
907	(865+42)	323,5
912	(870+42)	277,7
930	(888+42)	143,5
949	(907+42)	72,8
970	(930+42)	40,4
1000	(958+42)	20,2
1005	(963+42)	18,2

Die Bjerknessche Resonanzmethode liefert mir durch die Gleichungen (1), (2) und (3) des Abschnittes B die Werte der Dekremente von Primär-(ϑ_1) und Sekundär-(ϑ_2)-System bei luftgefülltem Kondensator. Die Einheiten für die einzelnen Größen, die bei der Rechnung in Betracht kommen, also die Einheiten der Kapazität, des Selbstinduktionskoeffizienten und des Widerstandes sind in demselben absoluten Maßsystem auszudrücken. Ich habe das allgemein übliche elektromagnetische Maßsystem mit *C.-G.-S.*-Einheiten den Rechnungen zu Grunde gelegt. Darin entsprechen einem cm Kapazität im elektromagnetischen Maßsystem $\frac{1}{9 \cdot 10^{20}}$ *C.-G.-S.*-Einheiten; 1 Ohm Widerstand sind 10^9 elektromagnetische *C.-G.-S.*-Einheiten. Der Selbstinduktionskoeffizient beträgt 1 427 900 *C.-G.-S.*-Einheiten; der Widerstand R' in (2) beträgt also $1 \cdot 10^9$ *C.-G.-S.*-Einheiten; die Kapazität C_r im Resonanzfall $\frac{895}{9 \cdot 10^{20}}$ *C.-G.-S.*-Einheiten elektromagnetischen Systems. Die Werte für C, a_r und a ergeben sich aus Tabelle 1; die Resonanzlage ist in den Tabellen durch zwei begrenzende Striche ausgezeichnet.

Es ergaben sich dann als Werte für ϑ_1 und ϑ_2 bei luftgefülltem Meßkondensator:

$$\vartheta_1 = 0{,}079 \text{ und } \vartheta_2 = 0{,}013662.$$

Auf dieselbe Weise berechnete ich ϑ_1 und ϑ'_2 für die Messungen der Tabellen 2 bis 5. Dabei kam noch eine kleine Vereinfachung hinzu. Ich brauchte nur immer die Summe $\vartheta_1 + \vartheta'_2$ von Primär- und Sekundärsystem mittelst (1) der Bjerknesschen Methode zu berechnen, da ϑ_1 ja konstant bleibt. Ich erhielt also ϑ'_2 immer als Differenz zwischen $(\vartheta_1 + \vartheta'_2)$ und ϑ_1, und zwar ergaben sich als Werte von ϑ'_2:

für Benzol . . . . $\vartheta'_2 = 0{,}01387$
für Xylol . . . . $\vartheta'_2 = 0{,}014049$
für Äther . . . . $\vartheta'_2 = 0{,}01655$
für Anilin . . . . $\vartheta'_2 = 0{,}013496$.

Die weitere Berechnung von σ_m ergibt sich aus der im Abschnitt D auseinandergesetzten Methode. Die Formel (11), nämlich:

$$\sigma_m = \frac{(\vartheta'_2 - \vartheta_2)\sqrt{\varepsilon}}{2\pi c \cdot 2a}$$

lieferte mir sofort σ_m, wenn ich für ε die im Teil F a gefundenen Werte für die Dielektrizitätskonstanten der gebrauchten Flüssigkeiten einführte, und für c seinen Wert 3×10^{10} sowie für $2a$ den Wert 4 cm, — der Plattenabstand im Meßkondensator betrug 2 cm, die Welle legte also bei einer Schwingung einen Weg von 4 cm zwischen den Platten zurück — einsetzte. Es ergaben sich dann für σ_m folgende Werte:

Die Leitfähigkeit des verwandten
Benzols ergab sich zu 42×10^{-17}
Xylols . . . . 84×10^{-17}
Äthers . . . . 81×10^{-16}
Anilins . . . . 204×10^{-16}.

Die durch eine Brückenmethode für die Leitfähigkeit der von mir benutzten Flüssigkeiten gefundenen Werte betrugen, nachdem sie aus der Einheit cm $^{-1}$ Ohm $^{-1}$ in *C.-G.-S.*-Einheiten umgerechnet waren:

für Benzol . . . . $0{,}8 \times 10^{-17}$
für Xylol . . . . $1{,}5 \times 10^{-17}$
für Äther . . . . $1{,}2 \times 10^{-16}$
für Anilin . . . . $12{,}1 \times 10^{-16}$.

Die Messungen waren so ausgeführt worden, daß zunächst die Widerstandskapazität C des Glasgefäßes, in dem sich der Meßkondensator befand, mittelst der Gleichung

$$C = \sigma \cdot w$$

ermittelt wurde, indem der Widerstand w gemessen wurde, den eine Normalflüssigkeit (Kochsalzlösung von 100%) von bekanntem Leitvermögen σ in dem Gefäß zeigte. Der Widerstand wurde in einer Wheatstoneschen Brücke durch Gleichstrom bestimmt, als Stromzeiger diente ein Galvanoskop. Dieselbe Formel $C = \sigma \cdot w$ oder

$$\sigma = \frac{C}{w}$$

lieferte mir dann die Leitfähigkeit σ_m der verschiedenen Halbleiter. Dazu brachte ich die Flüssigkeiten in den Meßkondensator und stellte den Widerstand w durch dieselbe Brücke fest wie eben zur Bestimmung von C. Die Messungen ergaben die eben angeführten Resultate.

In der Literatur fanden sich ebenfalls nach Umrechnung in $C.$-$G.$-$S.$-Einheiten folgende Angaben für die Leitfähigkeit dieser Stoffe:

Leitfähigkeit von Benzol:

nach H. Koller[1] . . . . . . $5{,}3 \times 10^{-21}$
(fast reines Präparat)
nach K. Domalip[2] . . . . . $0{,}69 \times 10^{-17}$
(im Handel erhaltenes Präparat).

Leitfähigkeit von Xylol:

nach H. Koller[1] . . . . . . $1{,}06 \times 10^{-21}$
(fast reines Präparat).

---

1) H. Koller, Beiblätter 14 (1890) S. 179.

2) K. Domalip, Beiblätter 1 (1877) S. 573.

Leitfähigkeit von Äther:

nach K. Domalip[1] . . . . . $4{,}3 \times 10^{-17}$
(im Handel erhaltenes Präparat)
nach J. Schröder[2] . . . . $2{,}18 \times 10^{-17}$.

Leitfähigkeit von Anilin:

nach E. Warburg[3] . . . $0{,}978 \times 10^{-17}$
(Destillat)
nach M. Reich[4] . . . . . . $0{,}23 \times 10^{-17}$
(reines Präparat).

Die Versuche, die ich schließlich noch mit alkohol- und wassergefülltem Meßkondensator anstellte, waren erfolglos, wie ich es im Teil D bereits auseinandersetzte.

1) K. Domalip, Beiblätter 1 (1877) S. 573.
2) J. Schröder, Diss. Greifswald 1911.
3) E. Warburg, Ann. 54 (1895) S. 404.
4) M. Reich, Diss. Berlin 1900.

Schluß.

G. Zusammenfassung der Ergebnisse.

Wenn man die Resultate der Messungen zusammenfaßt, so bekommt man ungefähr folgendes Bild.

Die Resonanzmethode reichte allenfalls zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten von Benzol, Xylol, Äther und Anilin aus, d. h. von Stoffen mit sehr geringer Leitfähigkeit. Bereits die Leitfähigkeit von Anilin zeigte einen bemerkenswerten Einfluß auf die Dämpfung des Meßkreises und damit auf den Verlauf der Resonanzkurve. Flüssigkeiten wie Wasser und Alkohol vergrößerten durch ihre Leitfähigkeit den Absorptionsindex und damit die Dämpfung so stark, daß keine Resonanz mehr eintrat.

Zur Bestimmung von Leitfähigkeiten war die Brauchbarkeit der Resonanzmethode beschränkt. Veränderungen der Leitfähigkeit der Luft durch Ionisation ließen sich selbst bei Benutzung verschiedener Ionisationsquellen nicht feststellen, damit war die eine Grenze der Messungsmöglichkeiten gegeben; die zweite Grenze lieferte die starke Vergrößerung der Dämpfung des Meßkreises durch große Leitfähigkeiten wie die von Wasser und Alkohol. Es blieb nur die Möglichkeit, die Leitfähigkeit von Stoffen zu untersuchen, die zwischen beiden Grenzen lag, also von Halbleitern; dazu wurde die Leitfähigkeit von Benzol, Xylol, Äther und Anilin festgestellt. Wenn man die Ergebnisse vergleicht, die die Messungen durch die Resonanzmethode und die Messungen mittelst der Brückenmethode geliefert haben, so zeigen die ersten doch noch wesentlich höhere Werte als die zweiten. Zieht man in Betracht, daß die zu den Untersuchungen benutzten Flüssigkeiten im Handel erworben waren und auf annähernde oder vollkommene chemische

Reinheit keinen Anspruch hatten, so läßt sich ein gewisser Parallelismus zwischen den Werten, die ich mittelst der Brückenmethode für die Leitfähigkeit der untersuchten Flüssigkeiten gefunden habe, und den Werten, die sich in der Literatur für die Leitfähigkeit im Handel bezogener Substanzen fanden, nicht verkennen.

Man kann nur auch hier zu dem Schluß kommen, daß eine sichere Feststellung der Leitfähigkeit von Medien durch die Resonanzmethode nicht möglich ist. Es treten wahrscheinlich noch andere Dämpfungsfaktoren zu dem Absorptionsindex hinzu, insbesondere wohl Hysteresiserscheinungen. Außerdem ist in Betracht zu ziehen, daß die genaue Aufnahme der Resonanzkurve immer mit Schwierigkeiten verbunden ist, da eine geringe Änderung der Resonanzkurve die Werte von ϑ_1 und ϑ_2 stärker ändert, und außerdem in der Schlußformel für σ_m noch die Differenz der an sich schon kleinen Größen ϑ'_2 und ϑ_2 auftritt.

Es sei mir gestattet, auch an dieser Stelle meinem verehrten Lehrer

Herrn Professor Dr. F. Richarz

für die Anregung zu dieser Arbeit und die Unterstützung bei ihrer Durchführung meinen wärmsten Dank auszusprechen.

Ebenso danke ich herzlich

Herrn Privatdozent Dr. E. Take

sowie **Herrn Professor Dr. F. A. Schulze,**

der mich, nachdem Herr Dr. Take als Kriegsfreiwilliger Marburg verlassen hatte, bei der Ausführung dieser Arbeit unterstützte, für ihre dauernde liebenswürdige Hilfe.

Herrn Ingenieur Dr. Franz Strieder bin ich für viele freundliche Ratschläge ebenfalls zu Dank verpflichtet.

Lebenslauf.

Am 6. Januar 1889 wurde ich, Max Fritsche, als Sohn des Apothekers Max Fritsche und seiner Gattin Elise geb. Lerch, zu Schlawa in Niederschlesien geboren. Ich bin evangelischen Bekenntnisses und preußischer Staatsangehöriger. Nach dreijährigem Besuch der evangelischen Volksschule zu Reichenbach in Schlesien trat ich Ostern 1898 in das Königl. Realgymnasium daselbst ein. Im Jahre 1908 bezog ich das Städt. Realgymnasium zu Striegau, das ich Ostern 1909 mit dem Zeugnis der Reife verließ, um mich dem Studium der reinen und angewandten Mathematik und der Physik zu widmen. S. S. 1909 bis W. S. 1910/11 war ich an der Universität Breslau, S. S. 1911 an der Universität München immatrikuliert. Vom W. S. 1911/12 bis zum S. S. 1915 studierte ich an der Universität Marburg. Ostern 1913 bestand ich dort mein Examen als staatlich geprüfter Turnlehrer. Die vorliegenden Untersuchungen, die im physikalischen Institut der Universität Marburg ausgeführt wurden, begann ich Ostern 1913; sie wurden zweimal unterbrochen, da ich W. S. 1913/14 und W. S. 1914/15 krankheitshalber von der Universität Marburg beurlaubt war. Die Arbeiten wurden im September 1915 abgeschlossen. Das Examen Rigorosum bestand ich am 24. November 1915. Nach dem Examen hielt ich mich in Reichenbach in Schlesien und in Marburg auf.

Meine akademischen Lehrer, denen ich zu vielem Dank verpflichtet bin, waren:

in Breslau: Kneser, Lummer, Rosanes, Sturm, Supan;
in München: Pringsheim, Röntgen, v. Seeliger;
in Marburg: Cohen, v. Dalwigk, Feußner, Hellinger, Hensel, Natorp, Neumann, Richarz, Schulze, Take.